

MESSUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS DER
DREINUKLEONENREAKTION $n + d \rightarrow n + n + p$ IN DER
STERNKONFIGURATION BEI $E_n = 10,3 \text{ MeV}$

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaft

der

Fakultät für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von Martin Stephan

aus Rheydt

Bochum 1987





Digitized by the Internet Archive
in 2026

MESSUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS DER

DREINUKLEONENREAKTION $n + d \rightarrow n + n + p$ IN DER

STERNKONFIGURATION BEI $E_n = 10,3$ MeV

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Fakultät für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von Martin Stephan

aus Rheydt

Bochum 1987

Dissertation eingereicht am: 9. 11. 1987

Tag der mündlichen Prüfung : 18. 12. 1987

Referent : Prof. Dr. D. Kamke

Korreferent: Prof. Dr. B. Gonsior

Inhaltsübersicht

I	EINLEITUNG	1
II	ÜBERBLICK ÜBER DAS EXPERIMENT	6
III	AUSWAHL DER KINEMATISCHEN KONFIGURATION	10
III.1	Kinematik von Drei-Teilchen-Reaktionen	10
III.2	Vergleich verschiedener kinematischer Konfigurationen	13
IV	PLANUNG UND DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS	18
IV.1	Neutronenproduktion	18
IV.1.1	Auswahl der Quellreaktion	19
IV.1.2	Beschreibung des Deuterium-Gastargets	22
IV.2	Targetszintillator	27
IV.2.1	Dimensionierung des Targetszintillators	27
IV.2.2	Aufbau des Targetszintillators	32
IV.3	Neutronendetektoren	35
IV.3.1	Dimensionierung der Neutronendetektoren	35
IV.3.3	Simulation der Lichtabschwächung	37
IV.3.2	Aufbau der Neutronendetektoren	42
IV.4	Nachweiselektronik	46
IV.5	Ablauf der Messung	50
V	AUSWERTUNG DES EXPERIMENTS	52
V.1	Flugzeitkalibrierung	52
V.2	Efficiencies der Neutronendetektoren	56
V.3	Reduktion der Listmodedaten	59

V.4	Simulation der Mehrfachstreuung	71
V.5	Bestimmung der Totzeit	73
V.6	Projektion auf die mittlere kinematische Kurve	75
V.7	Berechnung des differentiellen Wirkungs- querschnitts	80
V.8	Experimentelle Unsicherheiten	82
VI	DISKUSSION DES MESSERGEBNISSES	86
VII	ZUSAMMENFASSUNG	89
	Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen	91
	Literaturverzeichnis	92

I. EINLEITUNG

Das Drei-Nukleonen-System stellt einen wichtigen Prüfstein dar, um die Richtigkeit unserer Vorstellungen über die Kernkräfte zu untersuchen. Allerdings bereitet sowohl die theoretische wie auch die experimentelle Behandlung dieses Systems erhebliche Schwierigkeiten.

Lösungen der Schrödinger-Gleichung für das Drei-Nukleonen-System (3N-System) konnten mit Hilfe des Faddeev-Formalismus /Fad61, Sch74, Glö83/ gefunden werden. Man verfügt somit über eine mikroskopische Beschreibung der Drei-Nukleonen-Dynamik unter dem Einfluß der starken Wechselwirkung bei niedrigen, nichtrelativistischen Energien. Die exakte Einbeziehung der (langreichweitigen) Coulombwechselwirkung gelang bisher nicht.

In letzter Zeit werden sogenannte "realistische" Potentiale /Mac87, Erk74, Lac80/ untersucht, in denen die starke Wechselwirkung durch den Austausch von Mesonen beschrieben wird. Bereits 1935 war von Yukawa /Yuk35/ vorgeschlagen worden, die NN-Wechselwirkung durch den Austausch eines Pions zu erklären. Die Reichweite solcher Potentiale hängt von der Masse des Mesons ab; sie wird um so kleiner, je schwerer das ausgetauschte Teilchen ist. Heute ist klar, daß nur der langreichweitige Anteil der NN-Wechselwirkung durch Ein-Pionen-Austausch gut beschrieben wird. Man berücksichtigt für kleinere Abstände auch den Austausch schwererer Mesonen und Iterationen solcher Austausche, weiterhin den gleichzeitigen, nicht iterierten Austausch von zwei und mehr Mesonen sowie Anregungszustände des Nukleons (z. B. Δ -Isobare). Hierdurch wird eine Veränderung des Potentials bei mittleren Reichweiten bewirkt. Die Wechselwirkung in dieser Form zu erklären, verliert jedoch nach unserem heutigen Verständnis seinen Sinn für Abstände (kleiner als 1 fm), die mit der Ausdehnung der Mesonen vergleichbar sind. In diesem Bereich kann gegenwärtig nur die Quantenchromodynamik (QCD)

eine Beschreibung der Wechselwirkung liefern, aus der auch die Herleitung des NN-Potentials für größere Abstände folgen müßte. Beides ist allerdings aufgrund großer mathematischer Probleme bei niedrigen Energien heute noch nicht möglich. Man hofft jedoch, mit der empirisch gewonnenen Beschreibung des Potentials durch Mesonenaustausch wenigstens eine effektive Annäherung an die "in Wirklichkeit" zugrundeliegenden Quark-Gluon-Wechselwirkungen zu besitzen.

Das hier betrachtete 3N-System entspricht in der QCD einem Problem mit 9 Quarks und vielen Gluonen, so daß eine komplizierte Wechselwirkung zwischen den Quarks und damit eine entsprechend komplizierte Kernkraft zu erwarten ist. In dem stark vereinfachenden Modell mit Nukleonen ist daher eine ausschließlich aus 2N-Wechselwirkungen resultierende Kernkraft dem Quark-Modell nicht angemessen, vielmehr wird eine Mehrteilchenkraft nahegelegt. Von W. Meier /Mei83/ wurde in einer Näherung untersucht, wie sich eine Drei-Körper-Kraft (zusätzlich zu der 2N-Wechselwirkung) auf die Aufbruchswirkungsquerschnitte in verschiedenen kinematischen Konfigurationen im ungeladenen 3N-System auswirkt. Es zeigte sich, daß der Einfluß der 3N-Kräfte bei einer Neutronenenergie von 14 MeV auf die Querschnitte in der Größenordnung von 5 % liegt und dabei recht unstrukturiert ist: der Wirkungsquerschnitt wird bei Hinzunahme der 3N-Kraft entlang der kinematischen Kurve unterschiedlich erhöht oder erniedrigt, jedoch verändert sich diese Abweichung nur langsam entlang der Kurve. Meßgenauigkeiten im Bereich von 5 % erscheinen experimentell gerade noch erzielbar.

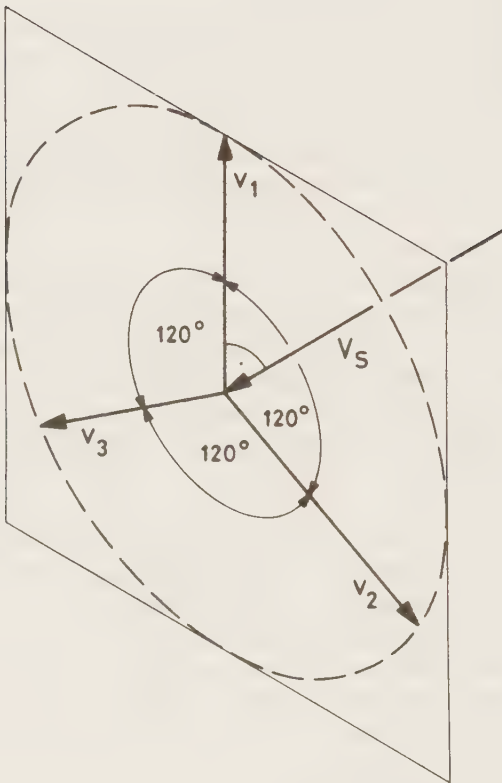
Unterschiede in derselben Größenordnung entstehen allerdings auch bei Verwendung verschiedener (nicht-realistischer) Zwei-Nukleonen-Potentiale, so daß experimentell gefundene Abweichungen von theoretischen Berechnungen nicht unbedingt stichhaltig für das Vorhandensein einer 3N-Kraft sind: Andererseits können (in möglichst vielen unterschiedlichen kinematischen Konfigurationen) experimentell gewonnene Aufbruchquerschnitte weitergehende Restriktionen an

das dominante 2N-Potential stellen, das üblicherweise durch Anpassung an Parameter des Zweinukleonensystems (Niederenergiestreuphasen, Streulänge, Deuteronenbindungsenergie etc.) festgelegt wird.

Insbesondere sind die Aufbruchswirkungsquerschnitte von off-shell-Elementen des Kernpotentials abhängig. Diese werden durch Zweiteilchendaten nicht vollständig festgelegt, so daß mehrere, sogenannte "phasenäquivalente" Potentiale mit unterschiedlichen off-shell-Anteilen konstruiert werden können, die die gleichen (on-shell) Streuphasen liefern /Stu78, Bra74/. Dreiteilchendaten können daher vom Theoretiker benötigte Informationen zur Festlegung der off-shell-Anteile liefern. Zumindest können sie der Überprüfung des für ein bestimmtes Potential gefundenen off-shell-Verhaltens dienen.

Kloet und Tjon /Klo73/ berechneten für mehrere lokale, spinabhängige s-Wellen 2N-Potentiale die Aufbruchsquerschnitte und durchsuchten den gesamten Phasenraum nach Stellen, an denen die durch die unterschiedlichen Potentiale gegebenen Wirkungsquerschnitte maximale bzw. minimale Abweichungen aufwiesen. Die geringsten Unterschiede fanden sie in der "Sternkonfiguration", bei der sich die drei auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem "sehr symmetrisch" mit $\vartheta_i = 90^\circ$ und $\Delta\varphi_{ij} = 120^\circ$ ($i, j = 1, 2, 3$) auseinanderbewegen (Figur I.1). Da die Abhängigkeit des Aufbruchsquerschnitts vom verwendeten 2N-Potential in dieser Konfiguration minimal sein soll, sollten experimentell gefundene Abweichungen also am ehesten auf eventuell vorhandene Drei-Teilchen-Kräfte hinweisen.

An unserem Institut wurde daher der Plan entwickelt, im Rahmen eines mehrere kinematische Konfigurationen umfassenden Meßprogramms Aufbruchsquerschnitte der Reaktion $D(n, nn)p$ kinematisch vollständig mit einer Genauigkeit von besser als 10 % zu messen, wobei die in dieser Arbeit beschriebene Sternkonfiguration die erste Messung aus diesem Programm



Figur I.1: Geschwindigkeitsdiagramm im Schwerpunktsystem für die Sternkonfiguration

sein sollte. Es mußte daher ein Meßaufbau zusammengestellt und teilweise geschaffen werden, auf dem aufbauend auch die weiteren Messungen durchgeführt werden können.

Einen Überblick über den zur Messung benötigten Versuchsaufbau gibt das folgende Kapitel II. In Kapitel III werden aus experimenteller Sicht die Gründe beschrieben, als erstes die Messung in der Sternkonfiguration durchzuführen. Die hierzu benötigte Drei-Teilchen-Kinematik wird erläutert.

Kapitel IV beschreibt im Detail den verwendeten Versuchsaufbau und seine Dimensionierung. Die Auswertung der gewonnenen Meßdaten wird in Kapitel V erläutert. Den Vergleich mit Faddeev-Rechnungen zeigt das Kapitel VI. Eine Zusammenfassung dieser Arbeit wird in Kapitel VII gegeben.



II. ÜBERBLICK ÜBER DAS EXPERIMENT

Bei der Wahl einer Drei-Nukleonen-Reaktion, die man experimentell untersuchen und mit Faddeev-Rechnungen vergleichen will, wird man entscheidend dadurch eingeschränkt, daß exakte Rechnungen nur für das ungeladene 3N-System durchgeführt werden können. Als ungeladene Aufbruchsreaktion ist einzig der neutroneninduzierte Deuteronenaufbruch experimentell zugänglich.

Messungen an dieser Reaktion erfordern die Erzeugung eines (monoenergetischen) Neutronenstrahls hoher Intensität. In dieser Arbeit wurden die Neutronen mit Hilfe der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ (vgl. Kap. IV.1) bei einer mittleren Deuteroneneinschußenergie von 7,2 MeV erzeugt. Ein Kollimator (unter 0° , Öffnung 1,5 msr, $\bar{E}_n = 10,3$ MeV) blendete den Neutronenstrahl aus.

Zum Nachweis der in der Aufbruchsreaktion erzeugten Neutronen verwendeten wir NE213-Flüssigszintillationsdetektoren (vgl. Kap IV.3). Die Neutronenenergie kann nicht direkt aus den von diesen Detektoren gelieferten Szintillationsamplituden bestimmt werden, die in nicht eindeutiger Weise mit der Energie des nachgewiesenen Neutrons verknüpft sind. Zur (erforderlichen) Energiemessung wurde stattdessen die gute Zeitauflösung der Szintillationsdetektoren ausgenutzt, indem unter Verwendung eines gepulsten Neutronenstrahls die Neutronenflugzeit bestimmt wurde.

Als experimentell interessierende Observable kommen beim Deuteronenaufbruch außer den Wirkungsquerschnitten auch Polarisationsgrößen in Betracht. Messungen mit einem polarisierten Neutronenstrahl erfordern einen polarisierten, primären Strahl geladener Teilchen, die in der neutronenproduzierenden Reaktion ihre Polarisierung teilweise auf die Neutronen übertragen. Ionenquellen für polarisierte Teilchenstrahlen liefern jedoch wesentlich niedrigere Ströme als für einen

unpolarisierten. Alternativ kann man auch die Neutronen, die in der Produktionsreaktion unter einem anderen Winkel als 0° erzeugt werden und in der Regel teilweise polarisiert sind, für den Neutronenstrahl verwenden; allerdings weisen die verwendeten Reaktionen meist ein Ausbeutemaximum unter 0° auf. In beiden Fällen ist also i. a. die Intensität eines Strahls polarisierter Neutronen geringer als die eines Strahls unpolarisierter Neutronen. Wie die Abschätzung für dieses Experiment gezeigt hat, führt dies zu einer nicht akzeptablen Verlängerung der benötigten Strahlzeit, so daß an unserem Institut nur Messungen der Wirkungsquerschnitte in Betracht kommen.

Die Messung des Aufbruchsquerschnitts kann kinematisch vollständig oder unvollständig erfolgen. Bei der Messung der Richtung und der Energie eines der beiden Aufbruchsneutronen ist die kinematische Konfiguration der Drei-Teilchen-Reaktion nicht eindeutig bestimmt. Ein so gemessener Wirkungsquerschnitt setzt sich also zusammen aus den Querschnitten vieler verschiedener Konfigurationen, die nicht getrennt werden können. Der gleichzeitige Nachweis der Richtungen beider Aufbruchsneutronen und der Energie (mindestens) eines der beiden Aufbruchsneutronen bestimmt die kinematische Konfiguration vollständig (vgl. Kap. III.1). Wählt man eine bestimmte Konfiguration zur Messung aus, sind die benötigten Detektorwinkel dadurch festgelegt. Für die Sternkonfiguration bei einer Neutronenenergie von 10,3 MeV ergeben sich im Laborsystem die Winkel $\theta_i = 49,3^\circ$ und $\Delta\phi_{ij} = 120^\circ$ ($i, j = 1, 2, 3$). In dieser Konfiguration ergibt die Aufstellung von zwei Detektoren bei $\theta = 0^\circ$ und 120° ein Detektorpaar; stellt man bei $\theta = 240^\circ$ einen weiteren Detektor auf, erhöht sich die Zahl der verwendbaren Detektorpaare von eins auf drei.

Der zusätzliche Nachweis des Protons liefert eine redundante Information, die zur Untergrundreduktion in den gemessenen Spektren ausgenutzt werden kann. Aus diesem Grund

wurde als Target ein deuterierter Flüssigszintillator verwendet, in dem die Energie (nicht jedoch die Richtung) des Aufbruchsprotons gemessen wurde. Um ausreichend große Raten von Aufbruchsreaktionen zu erreichen, mußte die Dicke dieses Targets entsprechend groß gewählt werden (vgl. Kap. IV.2); dadurch steigt gleichzeitig der Anteil der Aufbruchsneutronen an, die vor Verlassen des Targets gestreut und damit für den Nachweis verloren gehen, so daß eine Korrektur der Meßdaten auf diese Mehrfachstreueignisse erforderlich wird.

Zur absoluten Bestimmung des Aufbruchsquerschnitts wurde zugleich mit der Messung der Aufbruchsreaktionen auch die elastische Neutron-Proton-Streuung ("Normierungsmessung") gemessen. Zu diesem Zweck war der Targetszintillator nur teilweise deuteriert; das d:p-Verhältnis des Szintillatormisches ist vom Hersteller mit einer Unsicherheit von weniger als 1 % auf 10:1 eingestellt worden.

Aus meßtechnischer Sicht ist die hier beschriebene Messung kein einfaches Experiment; sie wurde nur durch den konsequenten Einsatz moderner Meßelektronik und Datenerfassung möglich. Im Unterschied zu Polarisationsmessungen erfordert die absolute Messung des Aufbruchsquerschnitts die absolute Bestimmung des Neutronenflusses (über die Normierungsmessung), der Nachweiswahrscheinlichkeiten (Efficiencies) der Neutronendetektoren und des Anteils von Mehrfachstreueignissen. Diese Anteile fallen bei einer Polarisationsmessung heraus, da hier nur Ratenverhältnisse gemessen werden. Dies mag der Grund sein, daß bislang nur sehr wenige derartige Experimente durchgeführt wurden. Die meisten veröffentlichten, kinematisch vollständigen Messungen wurden in Final-State-Interaction- oder Quasi-Free-Scattering-Konfigurationen durchgeführt. Aus dem Verlauf der dort gemessenen Wirkungsquerschnitten konnte die Singulett-Streulänge a_{nn} und die effektive Reichweite r_{nn} bestimmt werden /Hon68, Val70, Sla71, Bre74, Zei74, Bov78, Sou79, Wit79/. Hierzu ist die Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte nicht erforderlich, die daher in den meisten Fällen nicht erfolgte. Eine

Veröffentlichung über eine Messung in der Sternkonfiguration ist uns nicht bekannt. Da in dieser Konfiguration ausgeprägte Strukturen im Wirkungsquerschnitt fehlen, ist nur eine Absolutbestimmung des Aufbruchsquerschnitts geeignet, theoretische Berechnungen darauf zu prüfen, ob sie die Messungen richtig wiedergeben.

III. AUSWAHL DER KINEMATISCHEN KONFIGURATION

Kinematisch vollständige Messungen der Reaktion $D(n,nn)p$ können in einer Vielzahl unterschiedlicher Konfigurationen erfolgen. Zur Auswahl einer Konfiguration, die experimentell die geringsten Schwierigkeiten bereitet und daher als erste Messung durchgeführt werden sollte, wurden verschiedene Konfigurationen verglichen. Ein wichtiges Entscheidungskriterium stellt die Nachweisschwelle der Neutronendetektoren dar, die bei einer Energie von ca. 1 MeV liegt. Daher wird zunächst kurz die Drei-Teilchen-Kinematik dargestellt, die zur Berechnung der im Experiment zu erwartenden Teilchenenergien benötigt wird.

III.1 Kinematik von Drei-Teilchen-Reaktionen

Bei Reaktionen mit zwei Teilchen im Ausgangskanal wird die kinematische Konfiguration durch zwei Impulsvektoren mit sechs Komponenten beschrieben. Durch die drei Impulserhaltungsgleichungen werden aber drei Komponenten zu abhängigen Variablen, und durch die Energieerhaltung wird eine weitere unabhängige Variable eliminiert. Es bleiben also zur Beschreibung aller physikalisch erlaubten Ausgangszustände zwei unabhängige Variablen übrig. Zur kinematisch vollständigen Messung des Endzustands genügt es daher, einen Detektor unter einer bestimmten Richtung aufzustellen, wodurch Azimut- und Polarwinkel festgelegt werden. Aus den so bestimmten beiden unabhängigen Variablen lassen sich dann alle weiteren kinematischen Größen errechnen.

Bei Reaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal werden drei Impulse, also 9 Komponenten zur Beschreibung des Endzustands benötigt. Da aber auch hier durch Energie- und Impulserhaltung nur vier unabhängige Variablen eliminiert werden

können, bleiben fünf unabhängige Variablen übrig, die bei einer vollständigen Bestimmung des kinematischen Endzustands durch das Experiment festgelegt werden müssen. Das kann z. B. durch zwei, unter bestimmten Richtungen aufgestellte Detektoren erfolgen. Hierdurch werden zwei Polar- (ϕ_1, ϕ_2) und zwei Azimutwinkel (θ_1, θ_2) festgelegt. Zur Festlegung der letzten freien Variablen muß zusätzlich einer der beiden Detektoren z. B. die Energie des nachgewiesenen Teilchens messen. In unserem Experiment sind die Masse m_0 des einfallenden Teilchens und seine Energie E_0 , die Masse des Targets m_t , die Massen der auslaufenden Teilchen m_1, m_2 und m_3 sowie die Reaktionsenergie Q bekannt; daraus lassen sich alle anderen Größen errechnen, so z. B. auch die Energie des Teilchens im anderen Detektor E_2 /Kru72/:

$$E_2^{\pm} = \frac{m_2}{2} (A \pm \sqrt{B + A^2})^2, \text{ mit}$$

$$A = \frac{\sqrt{2}}{m_{23}} (K_0 \cdot \cos \theta_2 - K_1 \cdot \cos \psi_{21}) \quad \text{und}$$

$$B = \frac{2}{m_2 \cdot m_{23}} (m_3 \cdot T_0 - K_0^2 - m_{13} \cdot E_1 + 2 \cdot K_0 \cdot K_1 \cdot \cos \theta_1).$$

Hierin bedeuten:

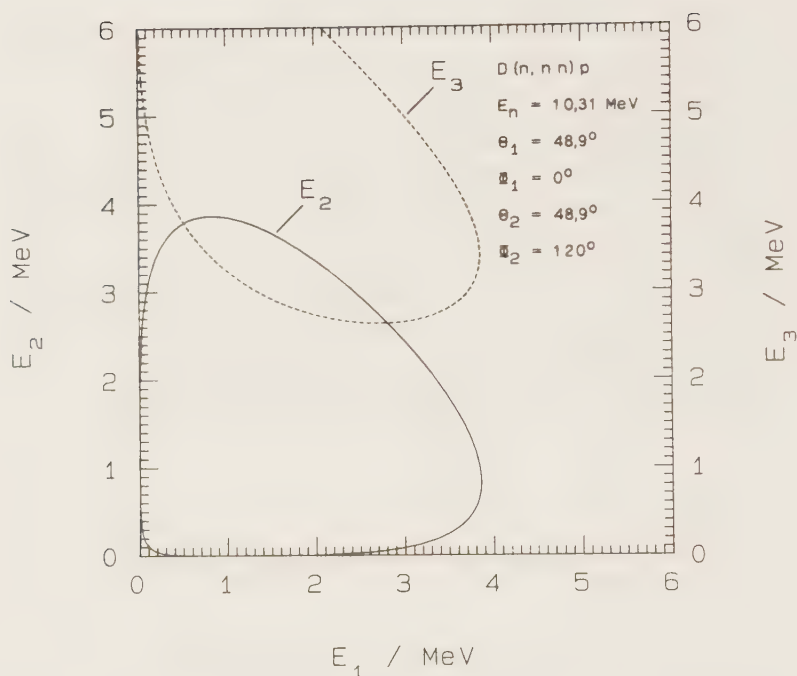
$$K_i = \sqrt{m_i \cdot E_i}, \quad m_{ij} = m_i + m_j, \quad T_0 = Q + E_0$$

und

$$\cos \psi_{21} = \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2 \cdot \cos (\phi_2 - \phi_1).$$

Da die Energie in die Energieerhaltungsgleichung quadratisch eingeht, sind (maximal) zwei Lösungen für die Energie des zweiten Teilchens möglich.

Durch diese Gleichung wird eine sogenannte "kinematische Kurve" festgelegt; eine derartige Kurve ist in Figur III.1 für die "Raumstern" (im folgenden kurz "Stern") genannte



Figur III.1: Kinematische Kurve für die Sternkonfiguration.
Die gestrichelte Kurve stellt die Energie des dritten Teilchens dar

Konfiguration bei einer Neutroneneinschussenergie von 10,3 MeV dargestellt. In dieser Konfiguration sind die Schwerpunktswinkel $\vartheta_1 = 90^\circ$ und $\Delta\varphi_{ij} = 120^\circ$ ($i, j = 1, 2, 3$).

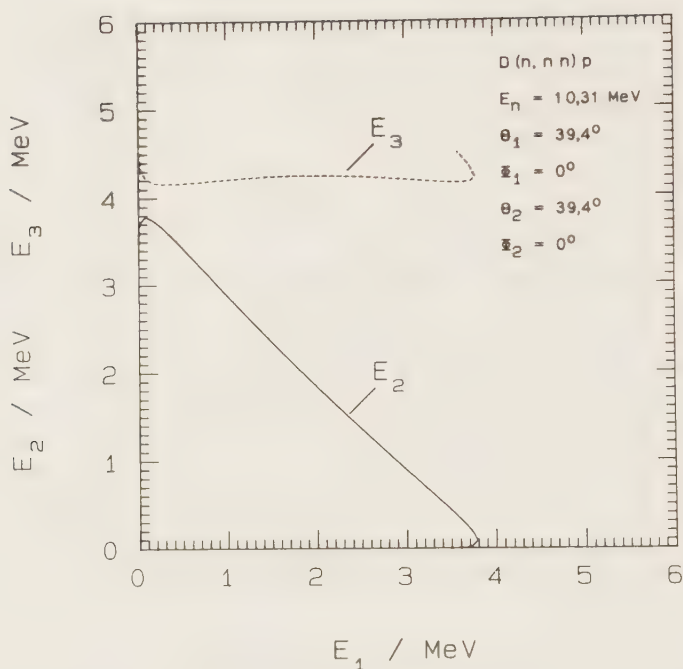
Die aus der Umrechnung ins Laborsystem folgenden, exakten Winkel dieser Konfiguration wären $\theta_1 = \theta_2 = 49,3^\circ$; aus experimentellen Gründen wurden allerdings die geringfügig abweichenden (und auch in der Figur verwendeten) Winkel $\theta_1 = \theta_2 = 48,9^\circ$ gewählt. Gestrichelt eingezeichnet ist die Energie des dritten Teilchens. Die Sternkonfiguration liegt an dem Punkt der kinematischen Kurve, an dem alle drei Teilchen die gleiche Energie besitzen. Obwohl eine bestimmte

Konfiguration nur einen Punkt auf der jeweils zugehörigen kinematischen Kurve darstellt, wird im folgenden häufig die gesamte Kurve mit dem Namen der Konfiguration bezeichnet; aus dem Zusammenhang ergibt sich dann, ob der Punkt oder die Kurve gemeint ist.

III.2 Vergleich verschiedener kinematischer Konfigurationen

Außer den in Kapitel I erwähnten theoretischen Gründen sprechen für die Sternkonfiguration auch experimentelle Aspekte, die im folgenden für verschiedene, zur Messung in Betracht kommende Konfigurationen kurz erläutert werden sollen. Die zugehörigen kinematischen Kurven zusammen mit der Energie des Protons (gestrichelt eingezeichnet) sind in den Figuren III.1 bis III.4 dargestellt.

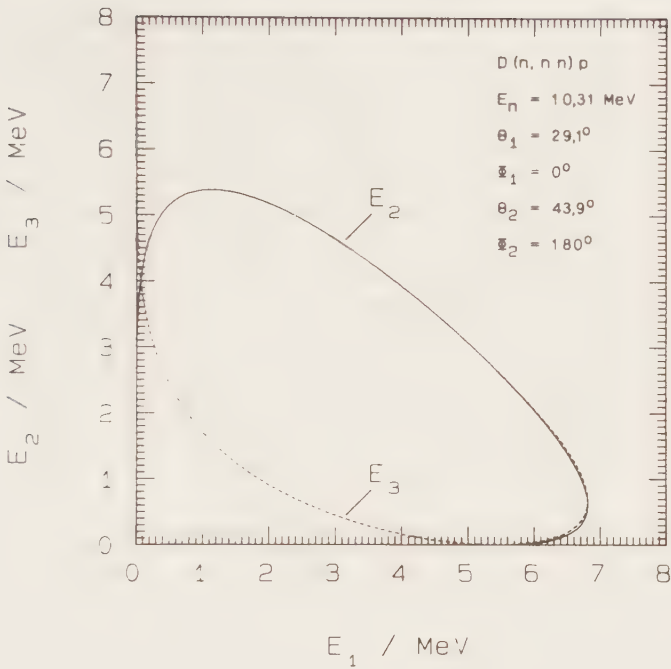
Bei einer Final-State-Interaction (FSI) genannten Situation werden zwei auslaufende Teilchen mit der Relativenergie Null emittiert. Durch die lange Wechselwirkungszeit der Teilchen besitzt der Wirkungsquerschnitt an der zugehörigen Stelle der kinematischen Kurve eine Überhöhung. Eine Messung in der n-n-FSI-Konfiguration (Figur III.2) wird jedoch dadurch erschwert, daß hierbei zwei Neutronen nachgewiesen werden müssen, die unter demselben Winkel austreten. Das kann beispielsweise in zwei hintereinander aufgestellten Neutronendetektoren geschehen, wobei ein Neutron im vorderen Detektor nachgewiesen wird und das andere Neutron, das den vorderen Detektor ohne Wechselwirkung durchquert, im hinteren Detektor nachgewiesen wird. In dieser Anordnung können jedoch solche Störereignisse vorkommen, bei denen ein Neutron im vorderen Detektor so gestreut wird, daß es auf den hinteren Detektor fällt und dort ebenfalls nachgewiesen wird. Obwohl durch ein einzelnes Neutron hervorgerufen, sind diese Ereignisse kaum von Aufbruchereignissen zu unterscheiden. Zudem können sie auch nicht durch eine Abschirmung



Figur III.2: Kinematische Kurve und Energie des dritten Teilchens für eine nn-FSI-Konfiguration

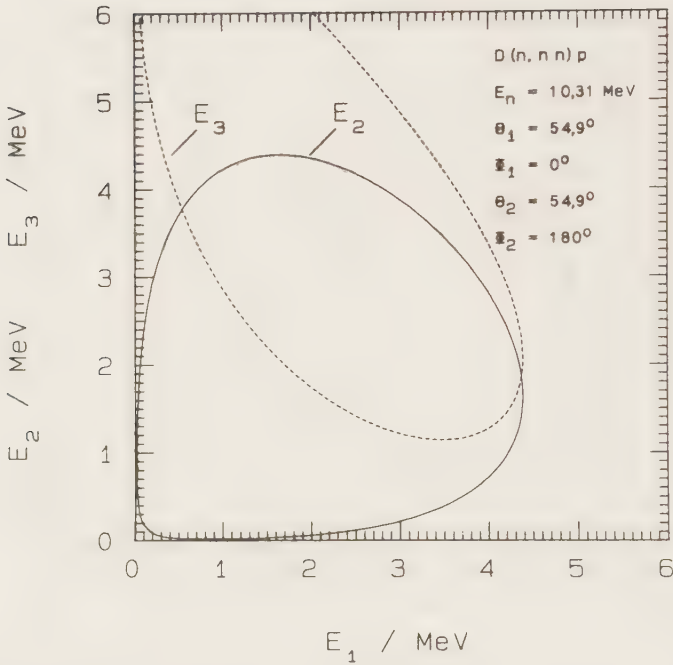
unterdrückt werden. Als Alternative käme eine FSI-nahe Konfiguration in Betracht, bei der die Detektoren unter nur annähernd gleichen Winkeln aufgestellt werden. In diesem Fall ist eine gegenseitige Abschirmung der Detektoren möglich. Auf jeden Fall erfordert eine Messung in der FSI-Konfiguration eine Reihe spezieller Voruntersuchungen, um eine geeignete Meßanordnung herausfinden zu können.

Bei einer weiteren Konfiguration bleibt das Proton im Laborsystem in Ruhe; es erscheint dadurch an der Reaktion unbeteiligt zu sein, und diese Konfiguration wird daher Quasi-Free-Scattering (QFS) genannt (Figur III.3). Da das Proton die Energie Null besitzt, kann es im Targetszintil-



Figur III.3: Kinematische Kurve und Energie des dritten Teilchens für eine QFS-Konfiguration

lator nicht nachgewiesen werden. Durch koinzidenten Nachweis der beiden Neutronen wird die Kinematik der Dreiteilchenreaktion zwar bereits vollständig bestimmt, so daß der zusätzliche Nachweis des dritten Teilchens im Targetszintillator nicht erforderlich wäre; jedoch kann die redundante Information aus dem Nachweis des dritten Teilchens zur Untergrundreduktion benutzt werden. Eine Vorhersage über den zu erwartenden Untergrund ist nur schwer möglich. Unter Umständen macht die Messung dieser Konfiguration sogar spezielle Abschirmmaßnahmen nötig. Aus diesem Grunde sollte die erste Aufbruchsmessung auch Erfahrungswerte über den Untergrund bei einer QFS-Messung liefern und daher in einer unkritischen Konfiguration erfolgen.



Figur III.4: Kinematische Kurve und Energie des dritten Teilchens in einer kollinearen Konfiguration

Figur III.4 zeigt die zur kollinearen Konfiguration gehörigen kinematischen Größen. In diesem Fall werden die Teilchen im Schwerpunktsystem entlang einer Linie emittiert. Bei drei gleich schweren Teilchen ruht ein Teilchen, und die beiden anderen Teilchen fliegen diametral auseinander. Für diesen Fall zeigt sich, daß die zum größten Teil der kinematischen Kurve gehörige Protonenenergie unterhalb 2 MeV liegt. Der Nachweis im Targetsztintillator erfolgt daher nahe der Nachweisschwelle. Wegen der zu erwartenden schlechten Auflösung des Targets kann dabei ein Teil der Signale bereits unterhalb der Schwelle liegen, so daß diese Konfiguration eventuell so wie die QFS-Konfiguration ohne Koinzidenz mit dem Targetsztintillator gemessen werden müßte.

Die oben genannten Probleme treten in der Sternkonfiguration (Figur III.1) nicht auf. Für Neutronenenergien, die oberhalb der Nachweisschwelle der Detektoren von 1 MeV liegen, betragen die Protonenenergien nahezu konstant 2,5 MeV; die Protonen sollten daher im Targetszintillator problemlos nachweisbar sein. Nahe den Nachweisschwellen ist die Detektorefficiency am wenigsten genau bekannt; die Sternkonfiguration liegt jedoch in der Mitte der kinematischen Kurve am weitesten von den Detektorschwellen entfernt, so daß hier die Unsicherheit aus der Efficiency am kleinsten ist.

IV PLANUNG UND DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS

Die Messung einer Reaktion mit Neutronen im Eingangs- und Ausgangskanal unterscheidet sich in vielen Punkten von einer Messung mit geladenen Teilchen. Die sich hierbei ergebenden Probleme werden in dieser Übersicht kurz angerissen und in den folgenden Kapiteln ausführlicher dargestellt. Im Vergleich zu einem Strahl geladener Teilchen, den z. B. ein Beschleuniger liefern kann, erweist sich die bei Neutronen wesentlich geringere, erzielbare Strahlintensität als Hauptnachteil. Zudem besitzt ein Neutronenstrahl eine deutlich geringere Energieschärfe als ein Beschleunigerstrahl. Zur Kompensation der geringeren Strahlintensität ist man gezwungen, ein Target mit höherer Massenbelegung zu verwenden. Hierdurch steigt jedoch die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstreuung so stark an, daß man sie nicht mehr (wie in der Regel bei Experimenten mit geladenen Teilchen) vernachlässigen kann. Zudem werden die erzeugten Neutronen nur mit einer relativ kleinen Nachweiswahrscheinlichkeit nachgewiesen. Dies alles führt bei dem kleinen Wirkungsquerschnitt der Aufbruchsreaktion in der Sternkonfiguration von ca. $1 \text{ mb}/(\text{sr}^2 \text{ MeV})$ zu langen Strahlzeiten von mehreren Wochen. Die hier skizzierte Problematik erfordert daher eine sorgfältige Planung und Abschätzung des Experiments.

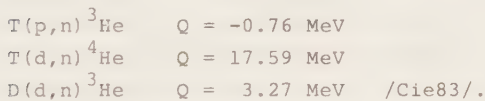
IV.1 Neutronenproduktion

Das erste Teilproblem bei der Untersuchung des neutroneninduzierten Deuteronenaufbruchs ist die Erzeugung eines gepulsten, unpolarisierten und möglichst monoenergetischen Neutronenstrahls. Die zum Neutronennachweis eingesetzten Szintillationsdetektoren liefern Signalamplituden, aus denen nicht eindeutig auf die Energie der nachgewiesenen Neutronen geschlossen werden kann. Die Neutronenenergie sollte daher

über eine Flugzeitmessung bestimmt werden, wozu ein gepulster Neutronenstrahl erforderlich ist. Hierfür ist der Bochumer Dynamitron-Tandem-Beschleuniger besonders geeignet, weil er durch die kürzlich verbesserte Pulsung /Dom87/ Teilchenstrahlen mit Pulsbreiten von unter 1 ns erzeugen kann, und dies bei hohen Strahlströmen (für Protonen oder Deuteronen) von bis zu 10 μ A.

IV.1.1 Auswahl der Quellreaktion

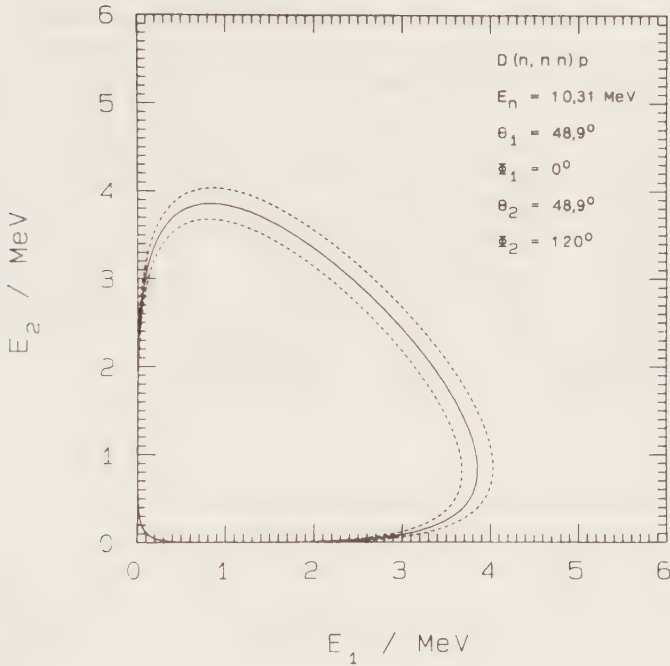
Als Quellreaktionen kommen die folgenden, vielfach zur Neutronenerzeugung verwendeten Reaktionen in Betracht:



Bei den ersten beiden Reaktionen ist ein Tritiumtarget erforderlich, wofür üblicherweise zwei verschiedene Bauformen in Frage kommen. Die erste Möglichkeit stellt ein foliengedichtetes Gastarget dar. Als Alternative kann man ein sogenanntes Tritium-Festkörper-Target verwenden, bei dem das Tritium meist in Titan eingelagert wird. Unter Strahlbeschuß wird jedoch Tritium aus dem Titan freigesetzt /Bör81, Ban87/, so daß zur Vermeidung einer Kontamination auch diese Targetbauform mit einer Eintrittsfolie vom Strahlführungssystem getrennt werden sollte. In beiden Fällen ist allerdings ein Platzen der Folien unter Strahlbeschuß und damit eine Kontamination der Strahlrohre mit dem radioaktiven Tritium nicht ausgeschlossen. Die Reaktion $\text{D(d,n)}^3\text{He}$ besitzt im Vergleich zu anderen Reaktionen die Vorzüge, daß die Gefahr einer Kontamination des Strahlführungssystems ausgeschlossen ist. Zudem erzielt man bei dieser Reaktion den höchsten Neutronenfluß bei gleichzeitig niedrigstem Anteil an γ -Störstrahlung /Ban87/. Bei Einsatz eines Gastar-

gets kann außerdem die Massenbelegung durch Variieren des Gasdrucks verändert werden. Verwendet man die in /Ban87/ beschriebenen Targets und die höchste, mit unserem Beschleuniger erreichbare Deuteronenenergie von 8 MeV, ist die niedrigere, maximal erzielbare Neutronenenergie von ca. 10,3 MeV bei der $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion nachteilig, verglichen mit 24,0 MeV bei der $T(d,n)^4\text{He}$ -Reaktion.

Insbesondere wegen der höheren Intensität wurde die Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ zur Neutronenproduktion in einem Gastarget ausgewählt. Hierbei befindet sich das Deuteriumgas in einer Gaszelle, in die der Deuteronenstrahl durch eine dünne Folie eintritt. Bei vorgegebener Zellenlänge bestimmt die Dicke dieser Eintrittsfolie und der Fülldruck die Energie und Energieschärfe des Neutronenstrahls. Der konstruktiv kritischste Teil ist die Wahl des Materials und der Dicke der Eintrittsfolie, da sie einerseits dem Gasdruck standhalten muß und andererseits durch Strahlbeschuß thermisch sehr stark belastet wird. Als geeignetes Folienmaterial, insbesondere bei höheren Drücken, hat sich Molybdän erwiesen /Cie83, Wit76, Car73/. Allerdings läßt sich aus den Veröffentlichungen über Gastargets nicht klar erschließen, welche Dicke die Folie besitzen muß, um dem Druck unter Strahlbeschuß standzuhalten. Der freitragende Foliendurchmesser wurde klein gewählt, so daß zusammen mit einer metallischen Dichtung die Kühlung durch Wärmeleitung möglichst wirksam ist. Die Länge der Gaszelle sollte ebenfalls klein sein, um Flugzeitunterschiede zu verringern und die Aufweitung des Deuteronenstrahls im Gas klein zu halten. Da eine Verkürzung der Gaszelle jedoch durch eine Druckerhöhung kompensiert werden muß (wenn man die Neutronenproduktionsrate konstant halten will), führt diese Forderung zum Bau eines Hochdruck-Targets, wobei der Gasdruck durch den maximal von der Folie gehaltenen Druck begrenzt wird. Die Wahl der Deuterium-Massenbelegung legt schließlich einerseits die Neutronenproduktionsrate fest, andererseits bestimmt sie aber auch die Energieunschärfe des Strahls, die hauptsächlich durch die Abbremsung der Deuteronen im Gas hervorgerufen wird.



Figur IV.1: Auswirkung einer Änderung der Neutroneneinschuß-
energie um $\pm 250 \text{ keV}$ auf die kinematische Kurve

Eine Erhöhung der Neutronenintensität ist daher direkt mit einer Verschlechterung der Energieschärfe verknüpft.

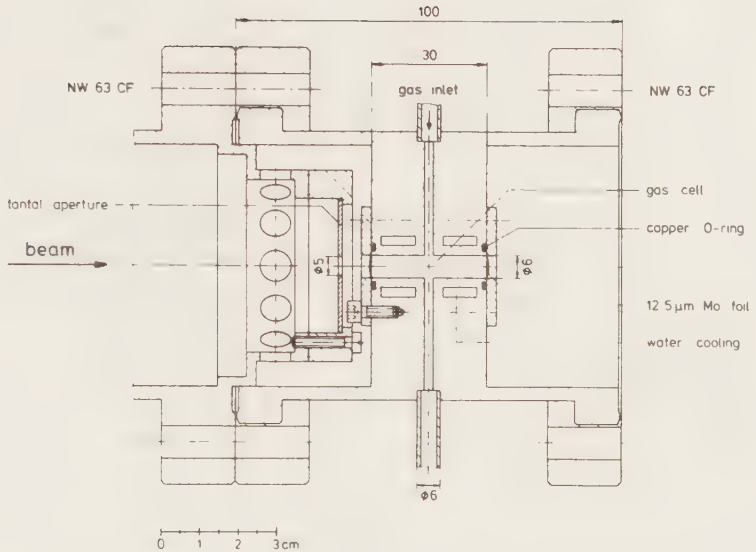
Es wurde als Energieunschärfe des Neutronenstrahls 450 keV (FWHM) angenommen. In Figur IV.1 ist gezeigt, wie sich eine Änderung der Neutronenenergie auf die kinematische Kurve in der Sternkonfiguration auswirkt. Ähnlich große Effekte werden auch durch die Raumwinkel der Detektoren und des Deuteronentargets sowie die Detektordicken (und die dadurch hervorgerufene Unsicherheit in der Energiebestimmung durch Messung der Flugzeit) bewirkt. Aufgrund der Kinematik der $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion wird eine Änderung der Neutronenenergie um 450 keV durch eine Änderung der Deuteronenenergie um etwa denselben

Betrag hervorgerufen. Einen Energieverlust von 450 keV im Deuteriumgas erhält man (nach /And77/) bei einer Massenbelegung von $1,1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Bei einer Länge der Gaszelle von 3 cm beträgt der Gasdruck bei dieser Massenbelegung 7 bar. Es wurde ein Zellendurchmesser von 6 mm und eine Foliendicke von 12,5 μm gewählt. 8 MeV-Deuteronen verlieren in dieser Folie (nach /And77/) ca. 600 keV und deponieren darin bei einer Stromstärke von 10 μA eine Leistung von ca. 6 W. Bei dieser Deuteronenenergie treten somit pro Sekunde $5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ Neutronen der Energie $(10,3 \pm 0,3) \text{ MeV}$ unter 0° in einen Raumwinkel von 1 msr aus. Um die geringe Intensität dieses Strahls zu veranschaulichen, sei erwähnt, daß ein Protonenstrahl von 0,8 pA dieselbe Teilchenrate besitzt.

IV.1.2 Beschreibung des Deuterium-Gastargets

Figur IV.2 zeigt im Detail die technische Realisierung des Deuterium-Gastargets /Ban87/, das speziell zur Erzeugung unpolarisierter Neutronen unter 0° gebaut wurde. Der Hauptteil des aus Edelstahl gebauten Targets ist die zylindrische Gaszelle von 6 mm Durchmesser und 3 cm Länge. Diese Zelle wird beidseitig an den flachen Stirnflächen durch kupfergedichtete, 12,5 μm dicke Molybdänfolien abgeschlossen, durch die der vom Beschleuniger gelieferte Deuteronenstrahl in den Gasraum ein- und wieder austreten kann.

Als Fokussierhilfe befindet sich dicht vor der Eintrittsfolie eine Tantalblende mit 5 mm Durchmesser, die an dem vor dem Gastarget montierten Strahlrohrstück befestigt ist. Nach Abschrauben dieses Strahlrohrstücks liegt somit die Andruckplatte für die Molybdänfolie sofort frei, wodurch ein möglichst schnelles Entfernen der Folien ermöglicht wird, die nach Strahlbeschuß den aktiviertesten Teil des Gastargets bilden. Um den direkten Zugang zu diesen Folien und damit eine erhöhte Strahlenbelastung beim Austausch eines defekten

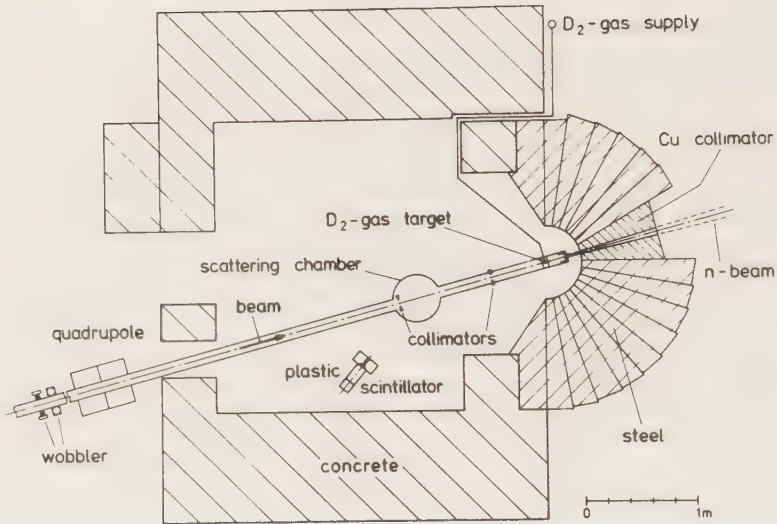


Figur IV.2: Schnittzeichnung des Deuterium-Gastargets

Gastargets während einer Stahlzeit zu vermeiden, sind zwei Targets gebaut worden, die im Austausch eingesetzt werden können.

Figur IV.3 zeigt schematisch den zur Neutronenerzeugung verwendeten Gesamtaufbau in der Neutronenhalle des Dynamitron-Tandem-Laboratoriums. Er besteht im wesentlichen aus dem neutronenproduzierenden Gastarget innerhalb des "Bochumer Neutronenkollimators" BONCO, der aus den in 4π emittierten Neutronen unter 0° einen "Neutronenstrahl" mit einem Raumwinkel von 1,5 msr ausblendet /Ban87/.

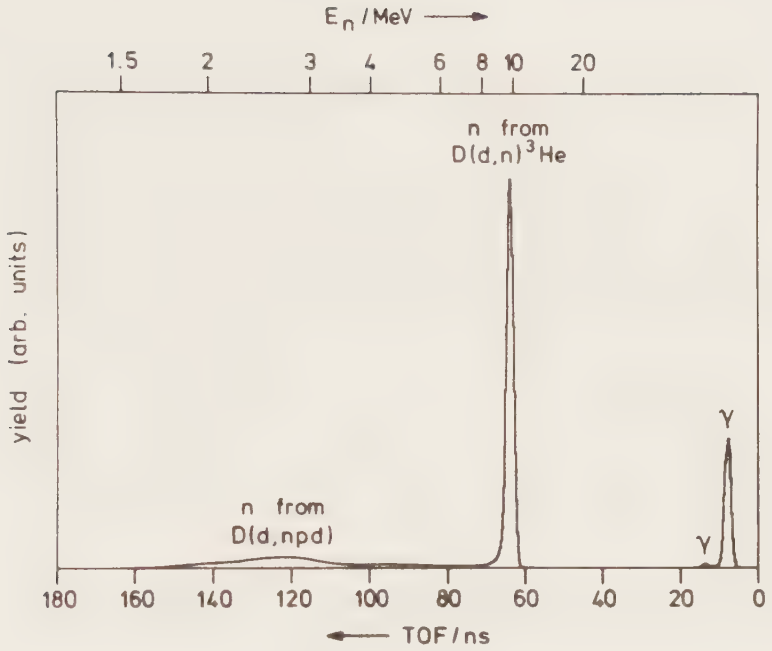
Das Gastarget wurde mit Folien für den Strahlaustritt versehen, weil durch die Wasserkühlung eine Messung des Stroms im Target nicht möglich ist. Der Strahlstrom wird im ans Gastarget anschließenden Faraday-Cup gemessen, in dem er in einer 1 mm dicken Tantal-Scheibe gestoppt wird. Die Gaszufuhr geschieht über ein mittels Swagelok-Dichtungen ange-



Figur IV.3: Zur Neutronenerzeugung verwendeter Aufbau

geschlossenes Stahlrohr mit 4 mm Innendurchmesser, das aus dem Neutronenkollimator zur Deuterium-Druckgasflasche herausgeführt ist; da nach mehrtägigem Deuteronenbeschuss die Folien allmählich undicht wurden, erwies sich ein wiederholtes Auffüllen des Gastargets während einer Strahlzeit als erforderlich. Das Befüllen sollte dabei wegen der durch den Strahlbeschuss erhöhten Aktivität im Kollimatorinnenraum von außen möglich sein. Nach jedem Füllen wird der Gasraum von der Gasflasche abgetrennt, so daß im Falle eines Platzens der Folien nur eine begrenzte Gasmenge in das Vakuumssystem des Beschleunigers austritt. Während der Strahlzeit wurde das Gastarget mit einem Druck von 7 bar befüllt und mit einem Strahlstrom von 9 - 10 μA beschossen. Um einen länger andauernden, punktuellen Beschuss der Targetfolien zu verhindern und damit die "Lebensdauer" der Folien zu verlängern, wurde der Strahl mit Hilfe eines Wobblers über die Eintrittsöffnung bewegt.

In einer vor dem Gastarget befindlichen Streukammer waren



Figur IV.4: Flugzeitspektrum eines NE213-Szintillationsdetektors, der in den Neutronenstrahl des Deuterium-Gastargets gestellt wurde ($E_d = 7,5$ MeV, entnommen /Ban87/)

Goldfolien mit einer Massenbelegung von $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und unter einem Winkel von 120° (in Bezug auf die Strahlachse) ein Oberflächensperrschichtdetektor montiert; bei am Anfang der Strahlzeit noch reduziertem Strahlstrom (unter $1 \mu\text{A}$) wurde die Zeitverteilung der Deuteronen gemessen, die nach einer Rutherfordstreuung an der Goldfolie im Halbleiterdetektor nachgewiesen wurden. Mit Hilfe dieser nahezu untergrundfreien Zeitspektren wurden die Pulsungsparameter eingestellt. Anschließend wurde der Deuteronenstrahl auf das Gastarget umfokussiert und der Strahlstrom erhöht. Wegen der Änderung des Fokus traf ein Teil der Deuteronen das 1 mm dicke Aluminiumrähmchen der Goldtargets; die Nachweisrate im

Halbleiterdetektor stieg dadurch so stark an, daß die Goldfolien gänzlich entfernt werden mußten. Die Überwachung der Pulsung geschah von da an mit einem NE102-Plastikszintillator (3,5 cm Durchmesser, 2,0 cm Dicke), der durch einen 7,5 cm dicken Bleikollimator mit einer 10 mm Bohrung auf eine im Strahlengang befindliche Blende ausgerichtet war und die dort entstehende γ -Strahlung nachwies. Eine Pulseinstellung war mit diesem Detektor wegen des schlechten Peak-zu-Untergrund-Verhältnisses nicht möglich.

Die Pulsbreite des Deuteronenstrahls wie die des erzeugten Neutronenstrahls betrug 1,0 - 1,3 ns. Bei dem verwendeten Strahlstrom von 9 - 10 μ A traten ca. $8 \cdot 10^6$ Neutronen pro Sekunde durch die Bohrung des Neutronenkollimators aus, die einen Raumwinkel von 1,5 msr (bezogen auf das Gastarget) besaß.

Für den beschriebenen Aufbau ist in Figur IV.4 ein Flugzeitspektrum dargestellt, das mit einem in den Neutronenstrahl gestellten Szintillationsdetektor aufgenommen wurde. Außer der Neutronenlinie aus der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ werden auch niederenergetische Neutronen aus Aufbruchsreaktionen im Gastarget erzeugt. Die γ -Linien entstehen beim Auftreffen des Deuteronenstrahls auf die Molybdänfolien des Gastargets und den Faraday-Cup (schwächere Linie).

IV.2 Targetszintillator

Die wegen der niedrigen Intensität des Neutronenstrahls geringe Rate an Aufbruchsreaktionen kann man auszugleichen versuchen, indem man die Massenbelegung des Targets erhöht. Allerdings nimmt dabei gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit zu, daß mindestens eines der beiden auslaufenden Aufbruchneutronen noch innerhalb des Targets gestreut wird und damit außerhalb des Targets nicht mehr nachgewiesen werden kann.

IV.2.1 Dimensionierung des Targetszintillators

Um die Abmessungen des Targetszintillators festlegen zu können, wurde zunächst eine einfache Abschätzung über den zu erwartenden Anteil an Mehrfachstreuungen durchgeführt:

Die Produktionsrate $d\dot{N}_{\text{prod}}$ der Aufbruchsreaktionen in einer infinitesimal dünnen Schicht der Dicke dx innerhalb des Targets beträgt unter Berücksichtigung der Strahlabschwächung im Szintillator:

$$d\dot{N}_{\text{prod}} = A \cdot e^{-\Sigma_0 \cdot x} dx, \text{ wobei}$$

$$A = I_0 \cdot \frac{d^5 \sigma}{d\Omega^2 dE} \cdot \Delta\Omega_1 \cdot \Delta\Omega_2 \cdot \Delta E \cdot n_D \quad \text{und}$$

$$\Sigma_0 = \Sigma(E_0) = n_D \cdot \sigma_D(E_0) + n_H \cdot \sigma_H(E_0) + n_C \cdot \sigma_C(E_0) .$$

Hierin bedeuten:

I_0 : Rate der einfallenden Neutronen

E_0 : Energie der einfallenden Neutronen

$\frac{d^5\sigma}{d\Omega^2 dE}$: differentieller Wirkungsquerschnitt des n-d-Aufbruchs

$\Delta\Omega_i$: Raumwinkel der Neutronendetektoren

ΔE : Länge des zu einem Kanal zusammengefaßten Teils der kinematischen Kurve

n_D : Teilchenzahldichte der Deuteronen im Target

n_H : Teilchenzahldichte der Protonen im Target

n_C : Teilchenzahldichte der ^{12}C -Kerne im Target

$\sigma_D(E)$: totaler n-d-Wirkungsquerschnitt bei der Neutronenenergie E

$\sigma_H(E)$: totaler n-p-Wirkungsquerschnitt bei der Neutronenenergie E

$\sigma_C(E)$: totaler n- ^{12}C -Wirkungsquerschnitt bei der Neutronenenergie E

d : Targetdicke

Aus vorstehender Gleichung erhält man nach Integration über die Targetdicke d:

$$\dot{N}_{\text{prod}} = A \cdot \int_0^d e^{-\Sigma_0 \cdot x} dx \quad \text{die Produktionsrate } \dot{N}_{\text{prod}}:$$

$$\dot{N}_{\text{prod}} = \frac{A}{\Sigma_0} \cdot \left(1 - e^{-\Sigma_0 \cdot d} \right) ,$$

unter Berücksichtigung der Strahlabschwächung im Target.

Zur Berechnung der Nutzrate $\dot{N}$ muß man auch berücksichtigen,

daß die Aufbruchsneutronen vor Verlassen des Targets gestreut und damit für den Nachweis verloren gehen können. Bei zwei Vorwärtswinkeln (d.h. $\theta_1 < 90^\circ$ und $\theta_2 < 90^\circ$) erhält man:

$$\dot{M} = A \cdot e^{-\Sigma_0 \cdot x} \cdot e^{-\Sigma_f \cdot (d-x)}$$

mit der Abkürzung:

$$\Sigma_f = \frac{\Sigma(E_1)}{\cos \theta_1} + \frac{\Sigma(E_2)}{\cos \theta_2},$$

die sich in der Sternkonfiguration mit $\theta_1 = \theta_2$ vereinfacht zu:

$$\Sigma_f = 2 \cdot \frac{\Sigma(E_1)}{\cos \theta_1}.$$

Nach Integration erhält man die Nachweisrate:

$$\dot{N} = A \cdot e^{-\Sigma_f \cdot d} \cdot \frac{1 - e^{-(\Sigma_0 - \Sigma_f) \cdot d}}{\Sigma_0 - \Sigma_f}.$$

Zur Abschätzung wurde verwendet:

$$E_0 = 10 \text{ MeV}$$

$$\sigma_D(E_0) = 0,95 \text{ b} \quad \sigma_H(E_0) = 0,941 \text{ b} \quad \sigma_C(E_0) = 1,214 \text{ b}$$

$$E_1 = E_2 = 2,5 \text{ MeV}$$

$$\sigma_D(E_1) = 2,15 \text{ b} \quad \sigma_H(E_1) = 2,547 \text{ b} \quad \sigma_C(E_1) = 1,66 \text{ b}$$

$$\theta_1 = \theta_2 = 48,9^\circ \quad (\text{Sternkonfiguration}).$$

Laut Herstellerangaben besitzt das NE232/NE213-Szintillatorgemisch folgende Teilchenzahldichten:

$$n_H = 0,586 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3},$$

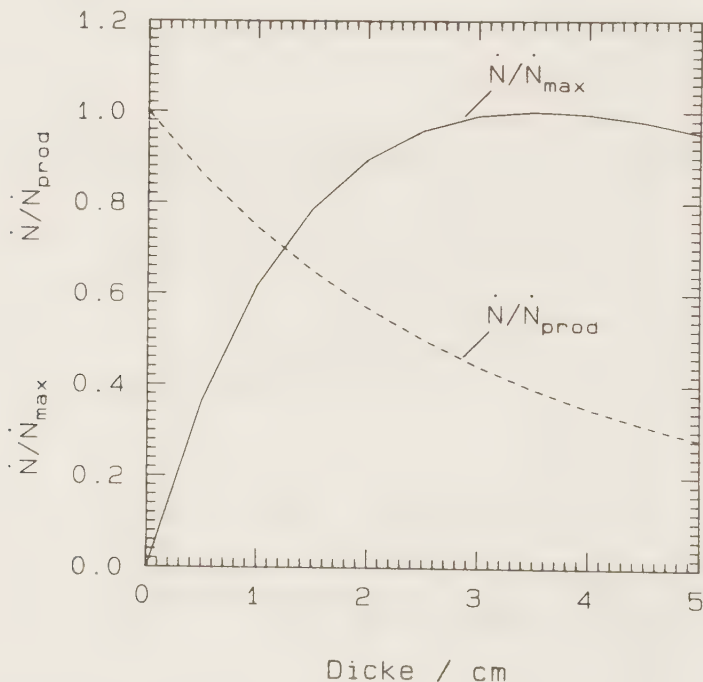
$$n_D = 5,85 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3},$$

$$n_C = 3,43 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}.$$

Hieraus ergibt sich:

$$1/\Sigma_o = 9,667 \text{ cm} \quad \text{und} \quad 1/\Sigma_f = 1,659 \text{ cm} .$$

Für den Verlauf von $\dot{N}$ findet man, daß er bei einer bestimmten Targetdicke $d_{\max}$ einen Maximalwert $\dot{N}_{\max}$ annimmt. Oberhalb der Dicke $d_{\max}$ nimmt $\dot{N}$ ab, weil bei einer Zunahme der Targetdicke der Verlust von Aufbruchsreaktionen, die durch Mehrfachstreuung für den Nachweis verloren gehen, die Zunahme der Nachweisrate überwiegt, die durch die Erhöhung der Massenbelegung hervorgerufen wird. In Figur IV.5 ist für die Sternkonfiguration die relative Rate der Aufbruchsneutro-



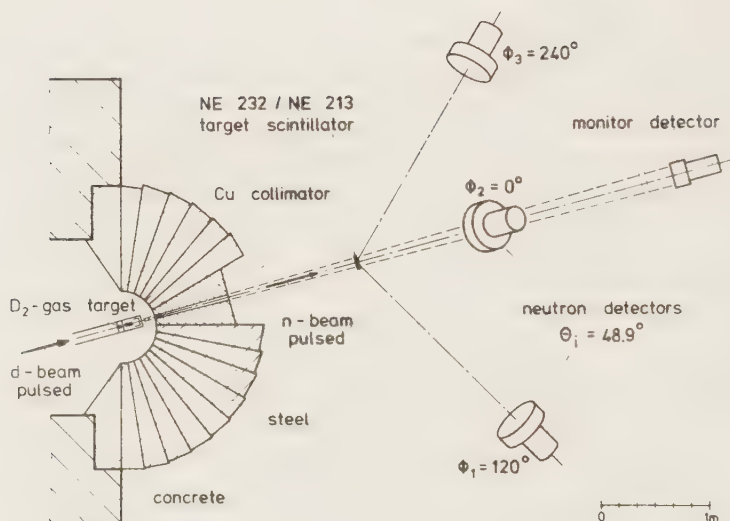
Figur IV.5: Durchgezogene Kurve: Nachweisrate (bei $d_{\max}$ auf 1 normiert), gestrichelte Linie: Anteil der Verluste durch Mehrfachstreuung in Abhängigkeit von der Targetdicke d

nen $\dot{N}/\dot{N}_{\max}$, die ungestört den Szintillator verlassen, in Abhängigkeit von der Targetdicke aufgezeichnet. Gestrichelt eingezeichnet ist der prozentuale Anteil dieser "ungestörten" Aufbruchsneutronen aus allen Aufbruchsreaktionen $\dot{N}/\dot{N}_{\text{prod}}$. Die höchste erzielbare Nachweisrate $\dot{N}_{\max}$ wird bei einer Targetdicke

$$d_{\max} = \frac{\ln \Sigma_0 - \ln \Sigma_f}{\Sigma_0 - \Sigma_1}$$

erreicht. $d_{\max}$ beträgt in diesem Fall 3,5 cm. Die Dicke mit maximaler Nachweisrate wurde dennoch nicht für das Experiment gewählt, weil bei dieser Dicke nur noch 39 % der Aufbruchsreaktionen das Target ohne Wechselwirkung verlassen. Bei dieser Dicke gemessene Raten müßten also durch Multiplikation mit einem Faktor 2,6 korrigiert werden. Diesen Korrekturfaktor kann man jedoch nur aus einer Simulation der Mehrfachstreuung gewinnen, die mit einer Unsicherheit von ca. 5 bis 6 % die Zahl der für den Nachweis verloren gegangenen Reaktionen ermitteln kann. Diese Annahme wird durch die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für die Neutronendetektorefficiencies (vgl. Kap. IV.2) gestützt, bei denen eine entsprechende Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation festgestellt wurde. Im obigen Fall würde das zu einer Unsicherheit durch die Mehrfachstreckorrektur von 8 ... 9 % führen. Es wurde daher eine geringere Dicke von ca. 15 mm gewählt, so daß der Fehler durch die Korrektur bei etwa 3 % liegt.

Der experimentelle Aufbau des eigentlichen Aufbruchs-experiments ist in Figur IV.6 dargestellt. Der Targetszintillator, der so dicht wie möglich am BONCO plaziert wurde, ist 2,24 m vom Gastarget entfernt. Bei dem verwendeten Raumwinkel von 1,5 msr besitzt der Neutronenstrahl am Ort des Targets einen Durchmesser von 10 cm. Als optimale Form des Targetszintillators ergibt sich daher aus den vorgenannten Überlegungen die Form einer Scheibe von 15 mm Dicke

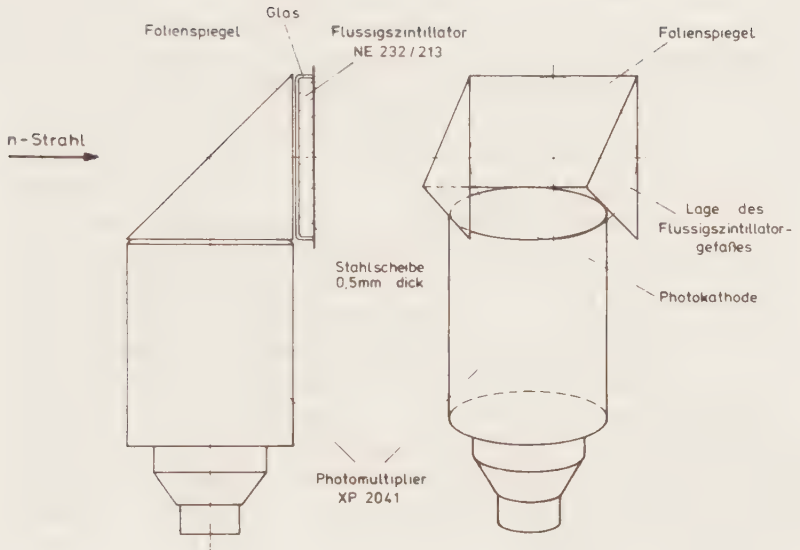


Figur IV.6: Experimenteller Aufbau des Aufbruchsexperiments

und einem (gegenüber dem Strahldurchmesser) auf 13,4 cm vergrößerten Durchmesser. Bei diesem Durchmesser durchqueren auch solche Aufbruchsneutronen, die am Rand des Neutronenstrahls erzeugt werden und unter dem Winkel von $48,9^\circ$ austreten, den Szintillator und treten durch die flache Austrittsseite und nicht durch die gewölbte, möglicherweise inhomogene Seite aus.

IV.2.2 Aufbau des Targetsztintillators

Der Aufbau des Targetdetektors ist in Figur IV.7 gezeigt. Das Szintillatorgefäß besteht aus einer Duran-Petrischale (Firma Schott GmbH, Mainz), das durch zwei Ventile mit Teflonstopfen befüllt werden kann, die von der instituts-eigenen Glaswerkstatt seitlich an dem Gefäß angesetzt wurden. Die Petrischale besitzt den (handelsüblichen) Durchmesser von 12 cm; die Höhe des Gefäßes wurde von der



Figur IV.7: Aufbau des Targetdetektors

Glaswerkstatt auf 14 mm reduziert. Auf die offene Seite der Petrischale wurde eine Stahlscheibe von 0,5 mm Dicke mit dem gegen den Szintillator resistenten Araldit-Kleber AV138 und zugehörigem Härter HV998 (Firma Ciba-Geigy AG, Basel) /Kla83/ aufgeklebt. Die Innenseite dieser Stahlscheibe war zuvor mit der ebenfalls gegen den Szintillator resistenten Reflektorfarbe NE561 der Firma NE (Nuclear Enterprises, Edinburgh, Scotland) gestrichen worden. Der äußere Rand der Petrischale wurde mit Reflektorfarbe NE560 bestrichen. Anschließend wurde das Gefäß mit dem teilweise deuterierten Szintillatorgemisch aus NE232 und NE213 gefüllt.

Das Szintillationslicht tritt durch die flache Seite der Petrischale aus und wird durch einen um 45° gegen die Stirnseite der Petrischale geneigten Folienspiegel auf die Kathode des Photomultipliers XP2041 (Firma Valvo GmbH, Hamburg)

umgelenkt. Diese Spiegelkonstruktion wurde gewählt, um möglichst wenig Material in den Neutronenstrahl zu bringen und damit eine Streuung der Neutronen zu vermeiden. Eine zunächst versuchte radiale Auskopplung des Szintillationslichts mittels Lichtleitern erwies sich als wesentlich intensitätsschwächer und wäre erst ab Szintillatordicken von 3 cm vertretbar gewesen.

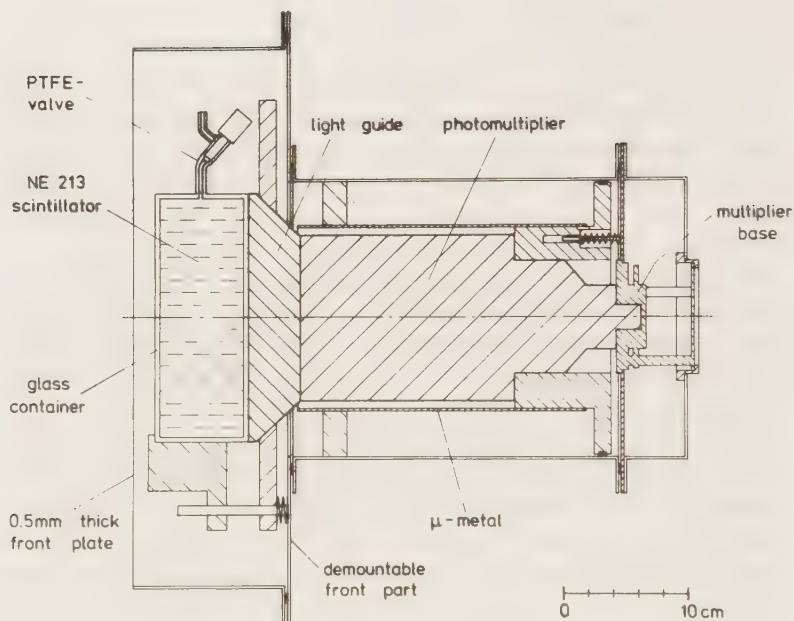
Wegen der hohen Nachweisrate in diesem Detektor wurde der in den anderen Detektoren verwendete passive Spannungsteiler, der ein modifizierter Nachbau des Spannungsteilers S563 (Firma Valvo) ist, auf einen höheren Querstrom von ca. 4 - 5 mA umgerüstet. Die Verstärkungsstabilisierung des Photomultipliers erfolgt über die in Hamburg entwickelte und auch bei den Neutronendetektoren eingesetzte Stabilisierungsschaltung mit Hilfe eines LED-Referenzlichtsignals /Nai81, Hol83/. Da die eingespeisten Stabilisierungssignale jedoch relativ lang sind (ca. 100 ns), kommt es wegen der hohen Nachweisrate zu Pile-up Signalen, die die Qualität der Stabilisierung verschlechtern können /Lüb84/. Aus diesem Grunde wurde eine Strahlunterbrechung gebaut, die bei jedem Stabilisierungssignal eine einstellbare Anzahl von Strahlpulsen im Laufzeitchopper unterdrückt, so daß in dieser Zeit keine durch den Strahl hervorgerufene Signale im Target entstehen können.

IV.3 Neutronendetektoren

Zum Neutronennachweis werden in unserer Gruppe seit mehreren Jahren NE213-Flüssigszintillationsdetektoren verwendet. Die Szintillatorflüssigkeit NE213 der Firma NE zeichnet sich durch ihre guten Pulsformdiskriminierungseigenschaften aus, die eine Trennung der γ - von Neutronennachweisen ermöglicht. Bei diesem Szintillatormaterial werden γ -Quanten (im von uns verwendeten Energiebereich von 0,5 bis 4,5 MeV) überwiegend durch Compton-Streuungen und die durch die rückgestreuten Elektronen hervorgerufenen Szintillationen nachgewiesen. Der Neutronennachweis erfolgt dagegen (bei Energien bis 5,5 MeV) in erster Linie durch elastische n-p-Streuung, wobei die gestreuten Protonen die Szintillationen hervorrufen. In beiden Fällen besitzen die rückgestreuten Teilchen kontinuierliche Energieverteilungen, so daß eine Energiebestimmung aus den gewonnenen Pulshöhenspektren nur mit Hilfe aufwendiger Entfaltungsprogramme mit einer verhältnismäßig großen Unsicherheit möglich wäre. Es wurde daher die alternative Methode gewählt, bei der die gute Zeitauflösung (kleiner als 1 ns) dieser Detektoren ausgenutzt und die Energie mit Hilfe des gepulsten Strahls durch eine Flugzeitmessung bestimmt wird.

IV.3.1 Dimensionierung der Neutronendetektoren

In Figur IV.8 ist der prinzipielle Aufbau der Neutronendetektoren dargestellt. Der Flüssigszintillator befindet sich in einem Glasgefäß, das bis auf die Lichtaustrittsseite mit weißer, diffus reflektierender Farbe NE561 bestrichen ist. Zur Anpassung des Szintillator- an den Kathodendurchmesser der Photomultiplerröhre dient der konische Lichtleiter, der ebenfalls teilweise bestrichen ist, um eine vom Ort der Szintillation unabhängige Lichttransmission zur



Figur IV.8: Schnittzeichnung der NE213-Szintillationsdetektoren

Photokathode zu erreichen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines solchen Detektors hängt in erster Linie von der Dicke des Szintillators ab, wohingegen der Szintillatordurchmesser den Raumwinkel und damit die Nachweisrate, aber auch die experimentelle Winkelschärfe beeinflusst. Hierbei ist zu beachten, daß der Nachweisort im Szintillator nicht bestimmt werden kann und die daraus resultierende Unsicherheit des Flugwegs s gemäß folgender Gleichung zu einer Unsicherheit der Energiemessung führt:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \cdot \frac{\Delta s}{s}$$

Eine Verbesserung der relativen Energieauflösung läßt sich somit einerseits erreichen durch eine Verringerung der Szintillatordicke, wodurch jedoch gleichzeitig die Efficiency abnimmt. Andererseits verbessert auch ein größerer Flugweg die relative Energieauflösung; hierbei gibt allerdings die Pulsungsfrequenz einen maximalen Flugweg vor, oberhalb dessen Mehrdeutigkeiten in der Energiebestimmung auftreten. Da die Zeitdifferenz zwischen Pulsungssignal des Beschleunigers und dem Zeitpunkt des Teilchennachweises gemessen wird, führt die Periodizität des 5 MHz-Pulsungssignals dazu, daß Teilchen, deren Flugzeiten sich um Vielfache von 200 ns unterscheiden, im Flugzeitspektrum an derselben Stelle erscheinen. Da jedoch die Neutronendetektoren eine Nachweisschwelle von ca. 1 MeV besitzen, können diese Mehrdeutigkeiten vermieden werden, indem der Flugweg so gewählt wird, daß die langsamsten nachgewiesenen Neutronen eine Flugzeit von 200 ns nicht überschreiten. In diesem Fall wurde ein maximaler Abstand von 2,5 m zugelassen, für den 0,8 MeV Neutronen 200 ns Flugzeit benötigen.

IV.3.2 Simulation der Lichtabschwächung

Die Simulationsprogramme, mit denen die Neutronendetektorefficiencies berechnet werden, gehen von konstanter Lichtabschwächung im Szintillator aus: der Bruchteil des Szintillationslichts, der auf die Kathode des Photomultipliers trifft, wird als unabhängig vom Szintillationsort angenommen. Bei direkter Ankopplung des Szintillators an den Photomultiplier ist die Lichtabschwächung i. a. jedoch ortsabhängig. Bei den in der Sternmessung verwendeten Detektoren ist eine Ankopplung mittels Lichtleiter ohnehin erforderlich, um den Szintillatordurchmesser an den kleineren Kathodendurchmesser des Photomultipliers XP2041 anzupassen. Wie Schölermann und Klein /Sch80, Klei79/ gezeigt haben, läßt sich dabei durch geeignete Kombination aus Lichtleiterform

und teilweiser Beschichtung mit Reflektorfarbe eine nahezu konstante Lichtabschwächung erreichen. Die auf die jeweilige Detektorgeometrie optimierte Konfiguration hatten die Autoren mit einem Simulationsprogramm bestimmt, das in stark vereinfachter Weise die Lichtausbreitung in Szintillator und Lichtleiter nachvollzieht.

Ein entsprechendes Programm wurde geschrieben. Darin werden von einem vorgegebenen Punkt im Szintillator isotrop "Lichtstrahlen" nach 4π emittiert und ihr Verlauf bis zum Auftreffen auf die Kathode des Photomultipliers nachverfolgt. Jeder einzelne Lichtstrahl wird beim Auftreffen auf eine mit Reflektorfarbe bestrichene Begrenzungsfläche mit isotroper Häufigkeitsverteilung und einer Reflektivität $r = 98\%$ in den inneren Halbraum reflektiert. Beim Auftreffen auf eine polierte Oberfläche wird bei Totalreflektion der ungeschwächte, reflektierte Strahl weiterverfolgt. Andernfalls wird mit dem Brechungsgesetz aus dem Einfallswinkel φ der Winkel des gebrochenen Strahls ψ berechnet. Die Abschwächung der Intensität I des reflektierten Strahls wird gemäß den über die Polarisation gemittelten Fresnelschen Formeln nach folgender Beziehung errechnet /Bor65/:

$$I = \frac{I_0}{2} \cdot \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \cdot \left(\frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} + 1 \right)$$

und der nach dem Reflektionsgesetz nach innen reflektierte Strahl wird weiterverfolgt. Die Intensität wird außerdem abgeschwächt gemäß:

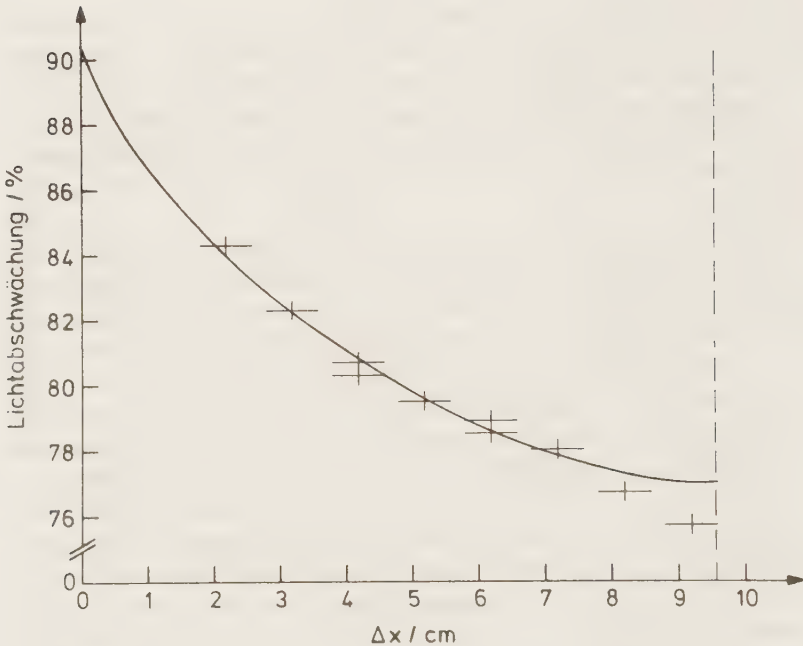
$$I = I_0 \cdot e^{-s/s_0}$$

wobei s die innerhalb des Szintillators zurückgelegte Wegstrecke ist und $s_0 = 2,5$ m die in NE213 angenommene Extinktionslänge ist. Die Abschwächung im Lichtleiter wird vernachlässigt. Der Intensitätsanteil, der über viele, von einem

Punkt im Szintillator emittierte "Lichtstrahlen" gemittelt wurde, gibt die Lichtausbeute an. Aufgrund der Rotations-symmetrie des Szintillators wird die Lichtausbeute für verschiedene Punkte innerhalb des Szintillators berechnet, die "gitterförmig" in einer Ebene liegen, die die Symmetrieachse enthält.

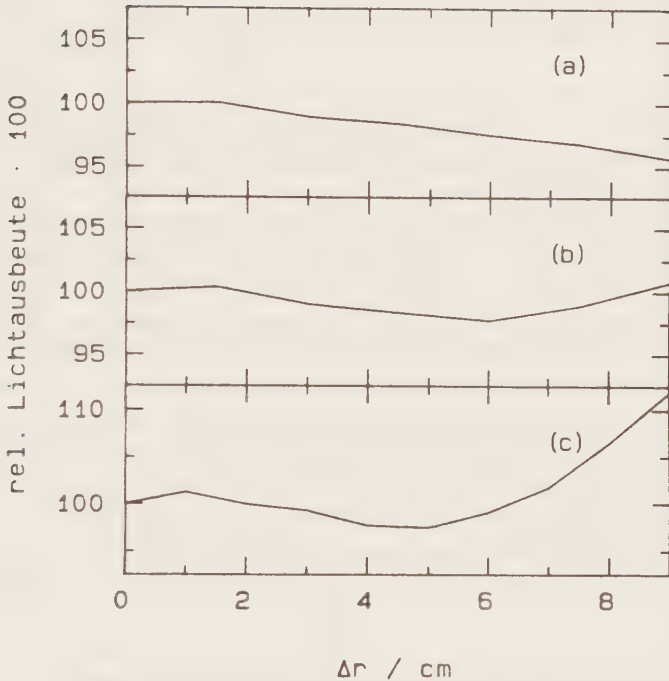
Die Reflektivität r und die Extinktionslänge s wurden durch Variieren dieser Parameter und Anpassung des Simulationsergebnisses an eine Messung gewonnen. Für die Messung wurde ein Neutronendetektor eingesetzt, dessen Szintillatorgefäß (Durchmesser: 4" , Dicke: 4") ohne Lichtleiter auf die Kathode des Photomultipliers XP2040 gekittet war. Als kollimierter Strahl wurden die von einer ^{137}Cs -Quelle emittierten γ -Quanten verwendet, die durch die Bohrung eines Bleikollimators austraten. Der Neutronendetektor wurde so ausgerichtet, daß der " γ -Strahl" senkrecht auf die Symmetrieachse des Szintillatorgefäßes traf. Der Abstand Δx wurde von der Kathode bis zur Frontseite des Gefäßes variiert und die Kanallage $K_{1/2}$ in den Comptonspektren (vgl. hierzu Kap. V.2) gemessen. Die Kanallage $K_{1/2}$ verschiebt sich proportional zu der über den Szintillatorradius gemittelten Lichtausbeute; der absolute Wert der Lichtausbeute kann aus dieser Kanallage jedoch nicht gewonnen werden. In Figur IV.9 ist das Simulationsergebnis der gemittelten Lichtausbeute (durchgezogene Linie) für eine Reflektivität $r = 98\%$ und eine Extinktionslänge $s_0 = 2,5\text{ m}$ im Vergleich zu den Meßwerten dargestellt, deren absolute Höhe angepaßt wurde; die horizontal liegenden Fehlerbalken geben die Ausdehnung des " γ -Strahls" an. Der Figur kann man entnehmen, daß der Intensitätsanteil, der auf die Kathode des Photomultipliers trifft, mit dem Abstand Δx der Szintillationen von der Kathode abnimmt. Dagegen liefert die Simulation für eine über die Szintillatordicke gemittelte Lichtausbeute eine deutlich geringere Abhängigkeit vom Abstand zur Symmetrieachse.

Für die zur Aufbruchsmessung verwendeten Szintillationsdetektoren (vgl. Kap. IV.3.3) wurde ein konischer Licht-



Figur IV.9: Abhängigkeit der radial gemittelten Lichtausbeute vom Abstand zur Kathode des Photomultipliers für einen Szintillator ohne Lichtleiter

leiter benötigt. Auf der Kathodenseite besitzt der Lichtleiter einen Durchmesser von 11,5 cm und auf der Szintillatorseite von 20 cm; die Dicke beträgt 4,4 cm. Bei diesen Abmessungen von Lichtleiter und Szintillator ergibt die Simulation für die Lichtausbeute eine geringe Abhängigkeit vom Abstand zur Kathode und eine größere Abhängigkeit vom Abstand zur Symmetrieachse. Durch Variieren der gestrichenen und polierten Teilflächen des Lichtleiters läßt sich die Ortsabhängigkeit der Lichtabschwächung "ausgleichen". In Figur IV.10 ist der Verlauf der relativen Lichtausbeute, gemittelt über die Szintillatordicke, in Abhängigkeit vom Abstand Δr zur Symmetrieachse des Szintillators für drei verschiedene Arten des Lichtleiteranstrichs dargestellt; die



Figur IV.10: Abhängigkeit der axial gemittelten Lichtausbeute vom Abstand zur Symmetrieachse des Szintillators mit einem konischen, (a) vollständig gestrichenen, (b) teilweise gestrichenen und (c) vollständig polierten Lichtleiter

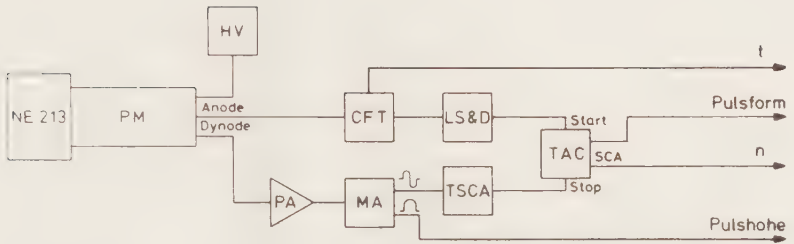
Lichtausbeuten wurden bei $\Delta r = 0$ cm auf Eins normiert. In der Figur ist der Lichtleiter bei (a) vollständig gestrichen, bei (b) teilweise gestrichen und bei (c) vollständig poliert. Das unterschiedliche Verhalten der Lichtausbeuten bei vollständig gestrichenem und poliertem Lichtleiter wird beim teilweise gestrichenen Lichtleiter ausgenutzt, um die Ortsabhängigkeit der Lichtabschwächung auszugleichen. Daher wurde für die Szintillationsdetektoren der in (b) angegebene Lichtleiter verwendet, der bei einer Dicke im Bereich von 1,4 - 2,6 cm poliert und sonst gestrichen ist.

IV.3.3 Aufbau der Neutronendetektoren

Als Neutronendetektoren wurden drei der in Figur IV.8 gezeigten Szintillationsdetektoren ("PTB1"-, "PTB2"- und "PTB3"-Detektor) gebaut. Sie waren mit Szintillationsgefäßen von 18 cm Durchmesser und 7,5 cm Dicke ausgestattet. Die Gefäße bestehen aus einem Glasring der Wandstärke 5 mm, auf den als Stirnflächen zwei runde Glasscheiben mit einer Wandstärke von 3 mm aufgeklebt sind; hierzu wurde der gleiche Kleber wie beim Targetszintillator verwendet. Eine flache Stirnseite und der Glasring sind innen mit der szintillatorresistenten Reflektorfarbe NE561 gestrichen. Durch zwei in den Glasring eingeklebte Teflon-Ventile wurde das Gefäß mit NE213 befüllt und anschließend mit Stickstoff gespült. Dadurch wird im NE213 gelöster Sauerstoff entfernt, der die Pulsformdiskriminierungseigenschaften des Szintillators verschlechtern würde. Das Szintillatorgefäß ist im Frontteil des Gehäuses in seiner Lage fixiert; Lichtleiter und Photomultiplier werden mit Federdruck gegen das Gefäß gepreßt. Der konische Lichtleiter aus Plexiglas GS222 oder GS233 der Firma Röhm GmbH (Darmstadt) ist teilweise bestrichen, um die Abhängigkeit der Lichtabschwächung vom Szintillationsort zu minimieren /Sch80, Kle79/. Zur Abschirmung äußerer Magnetfelder ist der Multiplier von einer μ -Metall-Röhre umgeben.

Szintillatorgefäß, Lichtleiter und Photomultiplier befinden sich in einem lichtdichten Stahlgehäuse. Um die Neutronenabsorption möglichst gering zu halten, besaß die Frontplatte des Gehäuses eine Dicke von (nur) 0,5 mm. Das Gehäuse ist modular aufgebaut, um z.B. auch andere Szintillatorgroßen einbauen zu können. Als Spannungsteiler wird bei den Neutronendetektoren ein modifizierter Nachbau des Modells S563 der Firma Valvo verwendet. Die Detektorstabilisierung erfolgt genauso wie beim Targetdetektor.

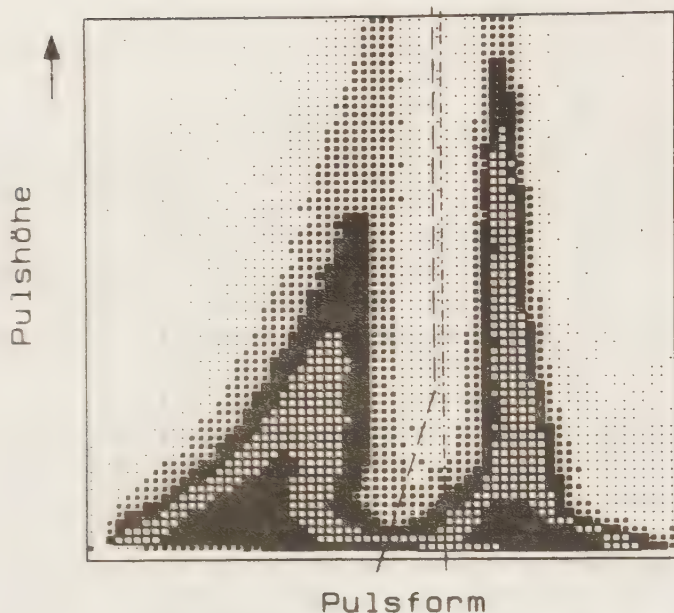
Figur IV.11 stellt die zur Trennung der γ - von den Neutronenereignissen verwendete elektronische Schaltung dar, bei



Figur IV.11: Blockschaltbild der Pulsformdiskriminierungsschaltung (PSD)

der die unterschiedliche Pulsform der Detektorsignale für, diese beiden Teilchenarten ausgenutzt wird /Ste82/. Das kurze, negative Anodensignal des Detektors wird in einem CFT in ein zeitlich korreliertes, schnelles Normsignal umgewandelt, wobei der Triggerzeitpunkt kaum von der Pulsform abhängt. Das an der 12. Dynode ausgekoppelte Signal wird über einen Vorverstärker dem Hauptverstärker zugeführt, der hieraus ein bipolares Signal erzeugt, dessen Nulldurchgang wegen der unterschiedlichen Pulsform der Eingangssignale je nach Teilchenart zu unterschiedlichen Zeiten erfolgt. Beim Nulldurchgang wird von einem TSCA ein zeitlich korreliertes Normsignal erzeugt, das einen γ/n -TAC startet; als Stoppsignal wird das (verzögerte) CFT-Signal verwendet. Das Pulsform genannte Ausgangssignal des TACs und das koinzidente, unipolare Ausgangssignal des Hauptverstärkers (Pulshöhe genannt) werden in einem Koinzidenzspektrum in Figur IV.12 dargestellt. Man erkennt die Trennung der γ - von den Neutronennachweisen, die zu größeren Pulshöhen hin besser wird. Zur optimalen Trennung muß jedoch während der off-line-Auswertung eine gestrichelt eingezeichnete, gekrümmte Schwelle gesetzt werden.

Figur IV.6 zeigt die Anordnung der Neutronendetektoren bei der Aufbruchsmessung. Zur Überwachung der Intensität des Neutronenstrahls war unter 0° ein Monitordetektor aufgestellt, der ein mit NE213 gefülltes Szintillatorgefäß von



Figur IV.12: Pulsformdiskriminierungsspektrum eines NE213-Szintillationsdetektors /Rüh86/

5 cm Durchmesser und 5 cm Dicke besaß.

Der Targetdetektor war auf einem Ständer mit Schwenkarm montiert, so daß an die Stelle des Targets auch ein Justierlaser geschwenkt werden konnte. Mit Hilfe dieses Lasers wurden die drei Neutronendetektoren einjustiert, wobei ein Detektor senkrecht oberhalb des Neutronenstrahls angebracht wurde, und die beiden anderen Detektoren "links" und "rechts" unterhalb des Strahls. Die beiden unteren Detektoren waren auf speziellen Holzständern befestigt, um sie in den richtigen Winkel und die richtige Höhe zum Strahl zu bringen. Zur Befestigung des Detektors oberhalb des Neutronenstrahls wurde ein bereits vorhandener Ständer verwendet, der sich in Höhe, Neigung und Drehung verstellen ließ. Da sich der Fuß dieses Ständers nur an bestimmten Stellen in der Neutronenhalle befestigen ließ, ergab sich für diesen

Detektor ein geringerer Abstand zum Target als bei den beiden anderen Detektoren (vgl. Tabelle 1).

Der eingestellte Winkel von $48,9^\circ$ entspricht der Sternkonfiguration bei einer Deuteroneneinschußenergie von 7,5 MeV. Da der Beschleuniger jedoch bei der maximalen Einschußenergie von 8,0 MeV unerwartet stabil lief, wurde die Messung bei dieser Energie durchgeführt, weil hierbei auch die Energie der Aufbruchsneutronen höher ist und damit eine längere kinematische Kurve erfaßt werden konnte. Wegen der großen Raumwinkel der Detektoren ist dabei die Sternkonfiguration unter dem Winkel von $49,3^\circ$ immer noch enthalten. Da der Phasenraumfaktor und damit der Wirkungsquerschnitt bei dieser Konfiguration nur wenig von den Winkeln abhängt, ist diese geringe Abweichung unkritisch.

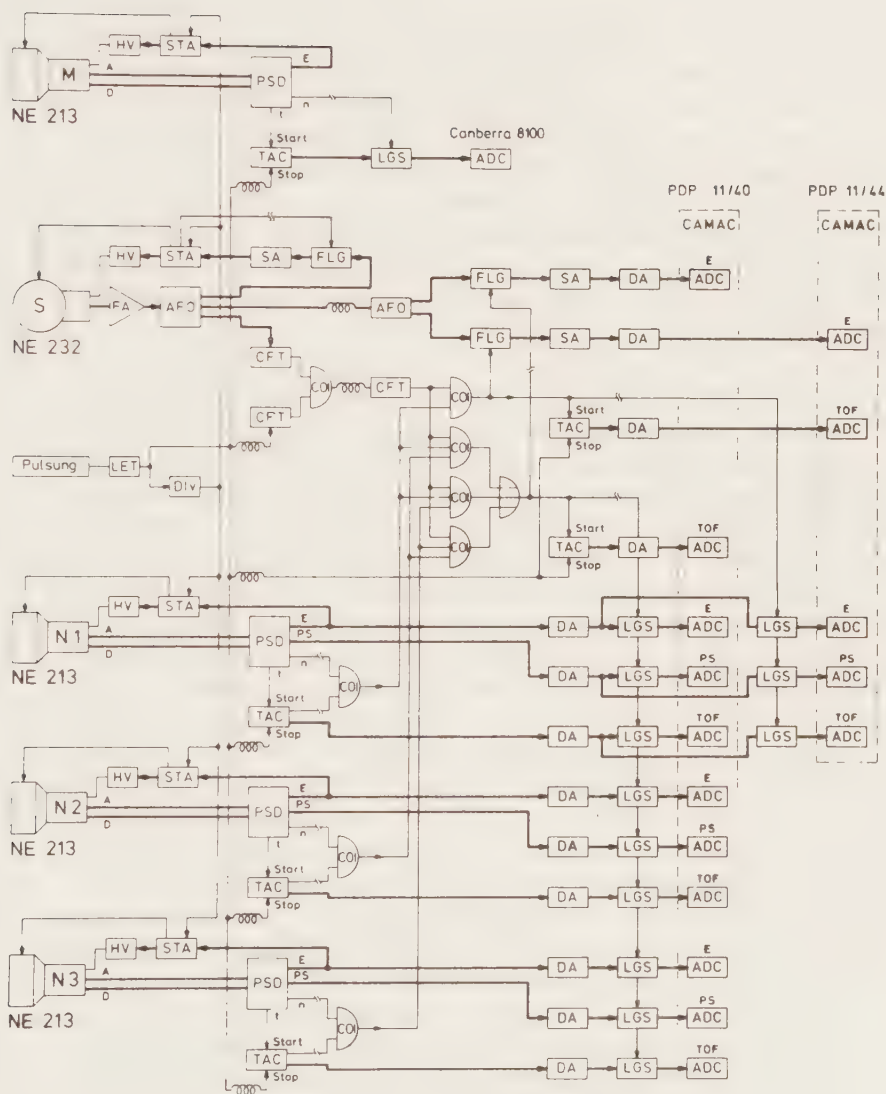
Tabelle 1:

Detektor	Θ /Grad	Φ /Grad	d/cm	$\Delta\Omega$ /msr
1	48,9	210	234,0	4,65
2	48,9	90	193,9	6,77
3	48,9	-30	236,6	4,55

d: Abstand der Mitte des Szintillatorgefäßes zum Target-detektor

IV.4 Nachweiselektronik

Die Aufbruchsmessung wurde im Listmode-Verfahren durchgeführt. In diesem Meßmodus werden bei jedem "Ereignis" mehrere Signale gleichzeitig von den ADCs konvertiert und vom Datenerfassungsrechner gemeinsam abgespeichert. Die Meßdaten werden dann auf Magnetband transferiert. Um nicht unnötig viel Magnetbänder zu beschreiben und gleichzeitig durch die Datenerfassung bedingte Totzeit zu verringern, sollte die Meßelektronik alle gesuchten Ereignisse "herausfiltern" und zugleich möglichst alle anderen Ereignisse unterdrücken. Es wurden zwei Messungen gleichzeitig durchgeführt: die Messung der Aufbruchereignisse und (zur Normierung) die Messung der elastischen n-p-Streuungen. Die hierfür verwendete Meßelektronik ist in Figur IV.13 als Blockschaltbild dargestellt. Für den Teil der Elektronik, der die Aufbruchsreaktionen mißt, besteht die wesentliche Aufgabe darin, in einer Dreifachkoinzidenz festzustellen, ob innerhalb eines Pulsungsintervalles von 200 ns sowohl im Targetdetektor ein Teilchen (Proton, Deuteron oder γ -Quant) als auch in zwei der drei Detektoren Neutronen nachgewiesen wurden, und in diesem Fall alle Detektorsignale zur Datenaufnahme dem Meßwerterfassungsrechner PDP11/40 zur Verfügung zu stellen. Für jeden Neutronendetektor werden die gemessene Flugzeit, die Pulshöhe und das Pulsformsignal abgespeichert, für den Targetdetektor nur Pulshöhe und Flugzeit; zusammen werden also (bis zu) 11 Parameter pro Ereignis abgespeichert. Die Meßelektronik, die zur gleichen Zeit zur Normierung die elastische n-p-Streuung mißt, stellt in einer Zweifachkoinzidenz fest, ob während eines Pulsungsintervalls im Targetdetektor ein Teilchen und im PTB2-Detektor ein Neutron nachgewiesen wurde, und gibt dann die Detektorsignale zur Datenübernahme in den Datenerfassungsrechner PDP11/44 frei. Hierbei werden vom Neutronendetektor die Flugzeit, die Pulshöhe und das Pulsformsignal abgespeichert sowie die Pulshöhe vom Targetdetektor.



Figur IV.13: Blockschaltbild der Meßelektronik. Die mit PSD abgekürzte Schaltung ist in Figur IV.10 dargestellt. Das Symbol $\rightarrow$ steht für einen LS&D

In beiden Messungen müssen die Detektorsignale, die zur Koinzidenz führen können, bestimmte Anforderungen erfüllen. Die Signale des Targetdetektors werden nur dann zugelassen, wenn das Flugzeitsignal innerhalb eines 17 ns breiten "Zeitfensters" liegt, das die Nutzlinie der $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion (vgl. Fig. IV.4) enthält. Zudem werden von den Signalen aus den Nachweisdetektoren solche verworfen, die in einer vorläufigen Pulsformanalyse eindeutig als γ -Ereignis erkannt wurden. Durch diese Maßnahmen wird die Datenmenge, die abgespeichert werden muß, um die meisten zufälligen Koinzidenzen verringert.

Im folgenden wird die verwendete Elektronik im einzelnen erläutert, wobei die im Anhang erklärten Abkürzungen für die elektronischen Module verwendet werden. Die Anodensignale des Targetdetektors werden in einem CFT in Zeitnormsignale umgewandelt. Das von der Beschleunigerpulsung gelieferte Bunchersignal wird so verzögert und in ein Rechtecksignal mit einer solchen Länge umgewandelt, daß in der nachfolgenden Koinzidenzeinheit nur Targetsignale akzeptiert werden, die zeitlich zu Neutronen aus der Quellreaktion $D(d,n)^3\text{He}$ gehören. Für jeden Neutronendetektor wird die Flugzeit gemessen und gleichzeitig eine Pulsformanalyse durchgeführt. Die zur Pulsformanalyse verwendete Schaltung ist in Kapitel IV.3.3 erklärt und wird in dem Blockschaltbild mit dem Symbol PSD dargestellt. Zur Flugzeitmessung wird das CFT-Ausgangssignal der PSD-Schaltung verwendet, um den Flugzeit-TAC zu starten; der Buncher liefert das Stoppsignal. Der im Flugzeit-TAC eingebaute SCA liefert ein zum Bunchersignal synchrones Ausgangssignal, wenn irgend eine Flugzeit in dem eingestellten 200 ns-Bereich gemessen wurde. Es wird in einer anschließenden Zweifachkoinzidenzeinheit mit dem SCA-Signal des γ/n -TACs verknüpft, das Neutronenereignisse anzeigt und γ -Ereignisse weitgehend unterdrückt, wobei die Synchronität zum Bunchersignal erhalten bleibt. Das Ausgangssignal dieser Koinzidenzeinheit kann daher direkt zur Feststellung einer Koinzidenz der Signale aus den verschiedenen Nachweisdetektoren und dem Targetdetektor verwendet werden.

Dies geschieht für das Aufbruchsexperiment in den Dreifach-Koinzidenzeinheiten und für die Messung der elastischen n-p-Streuungen in der Zweifachkoinzidenzeinheit. Deren Ausgangssignale, die "Master-Gate-Signale", sind synchron zum Anodensignal des Targetdetektors und starten einen TAC, der vom Bunchersignal gestoppt wird und die Neutronenflugzeit zum Target mißt. Wegen der hohen Nachweisrate im Targetdetektor (am Ausgang des für das Target verwendeten CFTs wurde eine Rate von $4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ gemessen) werden nicht wie bei den Nachweisdetektoren die Dynodenausgangssignale zur Pulshöhenbestimmung benutzt, sondern die wesentlich kürzeren (ca. 30 ns langen) Anodensignale. Hierbei werden auch nur die Anodensignale, die zu einer Zweifach- oder Dreifachkoinzidenz gehören, mit Hilfe eines Fast Linear Gates herausgegriffen und einem Shaping-Amplifier zur Erzeugung eines positiven Ausgangssignals zugeführt. Daher ist es erforderlich, die analogen Anodensignale so lange zu verzögern, bis die gesamte andere Schaltung diese Koinzidenz festgestellt hat. Dies geschieht totzeitfrei mit Hilfe eines $1 \mu\text{s}$ "langen" Kabeldelays (geometrische Länge ca. 200 m). Die zu messenden Ausgangssignale werden mit Hilfe von Delay-Amplifiern so verzögert, daß sie gleichzeitig an den Linear Gate & Stretchern anliegen, die hiervon nur die zu den Master-Gate-Signalen koinzidenten Signale durchlassen. Die Ausgangssignale werden dann über CAMAC den Datenerfassungsrechnern zugeführt.

Zur Totzeitüberwachung wird zusätzlich jedem Detektor über eine Leuchtdiode ein zur Beschleunigerpulsung synchrones Lichtsignal eingespeist. Dieses wird wie jedes andere Detektorsignal von der Elektronik analysiert und, da es die verlangten logischen Bedingungen eines Aufbruchereignisses wie auch einer n-p-Streuung erfüllt, zur Datenaufnahme zugelassen. Wird jedoch durch Totzeit in irgendeinem Teil der Schaltung das Master-Gate-Signal nicht erzeugt, so werden die zugehörigen Ausgangssignale bei der Datenabspeicherung fehlen. Auf diese Weise kann durch Vergleich der Anzahl der gemessenen Ausgangssignale mit der Zahl der eingespeisten

Pulssignale direkt die Totzeit der Schaltung (inklusive der Datenerfassungsrechner) bestimmt werden.

IV.5 Ablauf der Messung

Der Hauptteil der Aufbruchsmessung bestand aus der Datenaufnahme für die Sternkonfiguration und gleichzeitig für die elastische n-p-Streuung zur Normierung während einer 18-tägigen Strahlzeit. Die Aufbruchsdaten wurden in 11-parametrigem Listmode-Verfahren mit der PDP11/40 gemessen und nach Übertragung zur VAX11/750 dort auf Magnetband geschrieben. Gleichzeitig wurde die Normierungsmessung mit der PDP11/44 in 5-parametrigem Listmode-Verfahren durchgeführt und die Daten dort auf Magnetband abgespeichert. Zusätzlich wurden zur Überwachung sowie zur Normierung für die Zeit, während der die PDP11/44 von einer anderen Gruppe benötigt und uns daher zur Normierungsmessung nicht zur Verfügung stand, Einparameter-Flugzeitspektren des Monitordetektors mit einem Vielkanalanalysator Canberra 8600 aufgenommen und gespeichert. Zur Überwachung der Pulsungseinstellung wurden außerdem die Flugzeit-Einparameterspektren des Plastiksziintillators mit einem Vielkanalanalysator Canberra 8100 abgespeichert. Die Messung wurde mehrfach unterbrochen, um mit Hilfe der γ -Präparate ^{137}Cs , ^{54}Mn und ^{22}Na die Kalibrierung der Pulshöhenspektren der Neutronendetektoren und des Targetdetektors durchzuführen bzw. zu kontrollieren.

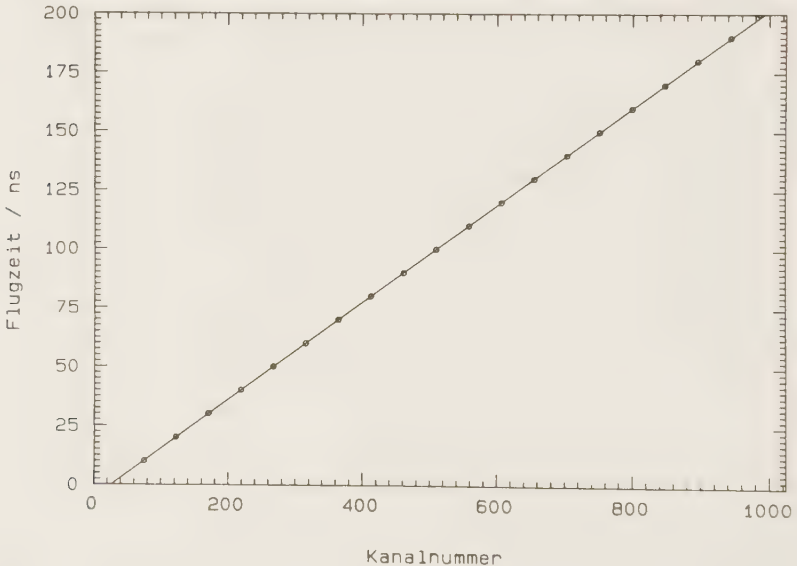
Gegen Ende der Messung wurde die mittlere Energie des Neutronenstrahls bestimmt. Hierzu wurde der Monitordetektor in der Strahlachse verschoben und die Verschiebung der Neutronenlinie im Flugzeitspektrum gemessen. Anschließend wurde eine Kalibrierung der Neutronendetektor-Flugzeitspektren vorgenommen. Dies geschah mit Hilfe eines Briketts, das in verschiedenen Entfernungen vom Kollimator in den Neutronenstrahl gestellt wurde. In den Flugzeitspektren der Neutronen-

detektoren wurden die 4,4 MeV γ -Quanten nachgewiesen, die durch inelastische Neutronenstreuung an ^{12}C entstehen und prompt emittiert werden. Außerdem wurden dabei die Flugzeitlinien der am ^{12}C elastisch und (unter Anregung des 4,4 MeV-Niveaus des ^{12}C) inelastisch gestreuten Neutronen gemessen. Unmittelbar nach Ablauf der Strahlzeit wurden sämtliche TACs mit Hilfe eines Flugzeiteichgenerators kalibriert.

V AUSWERTUNG DES EXPERIMENTS

V.1 Flugzeitkalibrierung

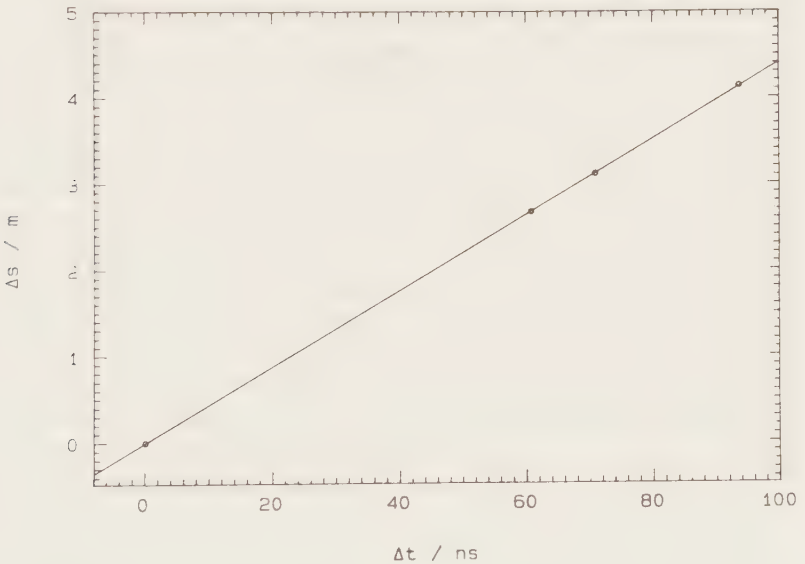
Als erstes wurden die mit dem Flugzeiteichgenerator gewonnenen TAC-Spektren ausgewertet. Der Eichgenerator liefert in äquidistanten zeitlichen Abständen über den jeweiligen TAC-Zeitbereich verteilt 20 diskrete Linien. Deren Lage wurde ermittelt; für die mittleren Linien wurde eine Ausgleichsgerade gebildet. Deren Steigung (Fig. V.1) liefert das durch jeden Kanal wiedergegebene Zeitintervall, in diesem Fall 0,207 ns/Kanal. Da sich nahe den Enden des Konvertierungs-



Figur V.1: Linienlagen des Flugzeiteichgenerators im Flugzeitspektrum des PTB2-Detektors und zugehörige Ausgleichsgerade. Die Meßfehler sind kleiner als die verwendeten Symbole

bereichs bereits Nichtlinearitäten von TAC und Eichgenerator bemerkbar machen, wurden diese Punkte nicht berücksichtigt.

Als nächstes wurde aus den Flugzeitspektren, die durch Verschieben des Monitordetektors erzielt wurden, die mittlere Neutronenenergie errechnet. Die zugehörigen Zeitverschiebungen wurden aus den gefundenen Kanallagen mit Hilfe der TAC-Kalibrierung errechnet. Beim Auftragen der Verschiebungen Δs als Funktion der gemessenen Zeitverschiebungen Δt (Figur V.2) erhält man aus der Steigung der Ausgleichsgeraden die Geschwindigkeit der Neutronen. Daraus wurde dann durch folgende relativistische Beziehung die kinetische Ener-



Figur V.2: Verschiebungen des Normierungsdetektors um die Längen Δs in Abhängigkeit von den zugehörigen γ - und Neutronenflugzeitänderungen Δt zusammen mit einer Ausgleichsgeraden. Die Meßfehler sind kleiner als die Symbole

gie der Neutronen errechnet:

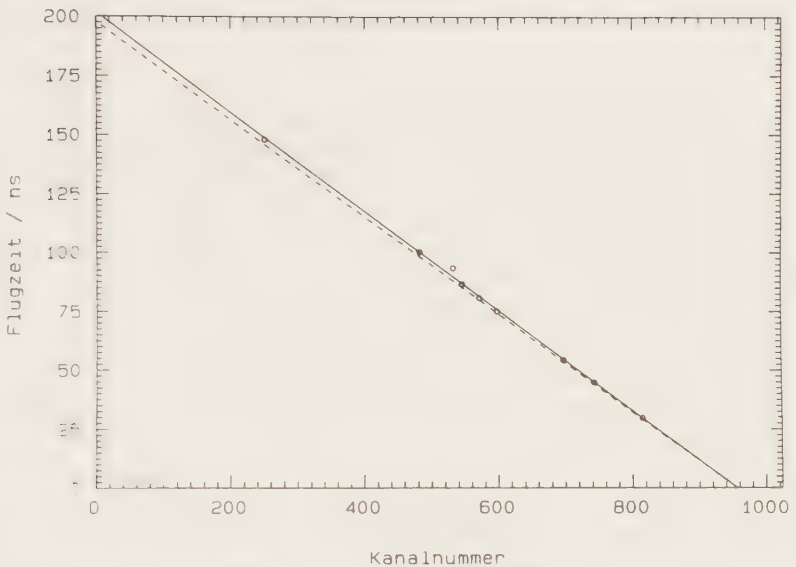
$$E = m_0 \cdot c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2}} - 1 \right)$$

und man erhält im vorliegenden Fall:

$$E_n = (10,31 \pm 0,07) \text{ MeV}^*.$$

Die Messung der Neutronenflugzeit bei elastischer und inelastischer ^{12}C -Streuung sollte dazu dienen, den absoluten Zeitnullpunkt der Flugzeitspektren der Neutronendetektoren festzulegen, den man bei der TAC-Kalibrierung nicht erhält. Hierzu wurde als Kohlenstoff-Target ein Brikett an unterschiedlichen Stellen in den Neutronenstrahl gebracht, um die Flugwege und damit die Flugzeiten zu variieren. In den aufgenommenen Flugzeitspektren wurden die Flugzeitlinien der an ^{12}C elastisch und (unter Anregung des 4,44 MeV-Niveaus) inelastisch gestreuten Neutronen sowie die Lage der Linie ausgewertet, die von den 4,44 MeV- γ -Quanten stammt. Da bei der Verschiebung des Briketts die Neutronendetektoren nicht versetzt wurden, mußten als erstes für jede Position der Flugweg zwischen Targetszintillatorposition und Brikett sowie für jeden Neutronendetektor der Streuwinkel θ und der Flugweg vom Brikett zum Neutronendetektor errechnet werden. Aus der bereits bestimmten Neutroneneinschußenergie kann dann die Energie der gestreuten Neutronen errechnet werden. Mit diesen Größen wird die Flugzeit der Neutronen von der Position des Targetszintillators zum Brikett und die Flugzeit der γ -Quanten und gestreuten Neutronen vom Brikett zum Neutronendetektor berechnet. Trägt man die so berechnete Gesamtflugzeit in Abhängigkeit von der gemessenen Kanallage

* Die angegebene Meßunsicherheit von 0,07 MeV bezieht sich auf die Bestimmung der mittleren Neutronenenergie und ist nicht mit der Unschärfe der Neutronenenergie von 0,3 MeV (vgl. Kap. IV.1) zu verwechseln.



Figur V.3: Absolute Flugzeit-Kalibrierung des PTB2-Detektors. Bzgl. Einzelheiten vergleiche den Text. Die Meßfehler sind kleiner als die Symbole

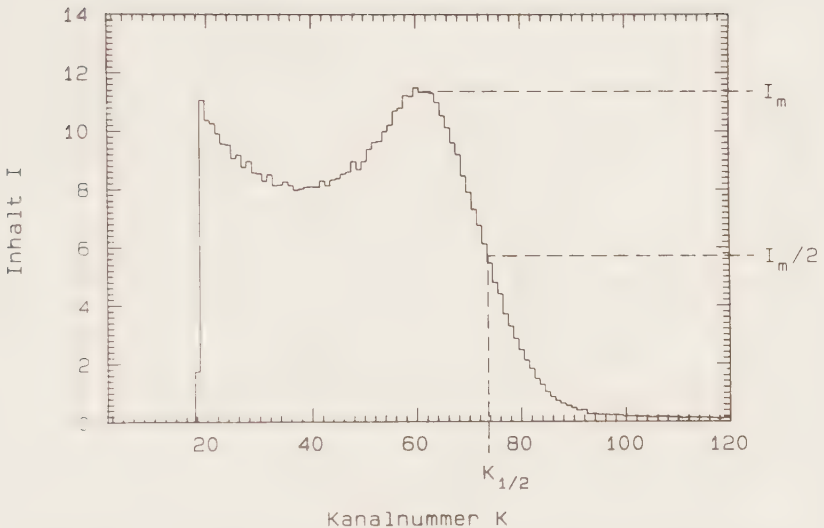
auf, erhält man eine TAC-Kalibrierung (Figur V.3). Es zeigte sich allerdings, daß die Steigung dieser Geraden von der mit dem Eichgenerator gewonnenen Steigung um 3 % abweicht. Die sich mit dieser Steigung ergebende Gerade ist in Figur V.3 gestrichelt eingezeichnet, wobei der über die ^{12}C -Streuung gewonnene Zeitnullpunkt benutzt wurde.

Ein Neutron, für das man aufgrund der einen Flugzeitkalibrierung eine Energie von 1,0 MeV errechnen würde, hätte nach der anderen Flugzeitkalibrierung eine Energie von 0,96 MeV. Da bei der Auswertung jeweils Ereignisse aus einem 250 keV-Intervall zusammengefaßt werden, hat die Ungenauigkeit aus der Energiebestimmung nur einen geringen Einfluß auf den resultierenden Wirkungsquerschnitt.

V.2 Efficiencies der Neutronendetektoren

Die zum Neutronennachweis eingesetzten Szintillationsdetektoren weisen nur einen bestimmten Bruchteil der Neutronen nach. Um die Anzahl der Reaktionsneutronen, die auf die Neutronendetektoren trafen, aus der Zahl der nachgewiesenen Neutronen zu berechnen, wird die absolute Detektorefficiency in einem Energiebereich von ca. 1,5 bis 6 MeV benötigt. Die Genauigkeit, mit der diese Efficiency bestimmt ist, hat direkten Einfluß auf die Genauigkeit des Aufbruchsquerschnitts. Bei diesem Experiment gehen eigentlich die Efficiencies von drei Detektoren (zwei Detektoren zum Nachweis der Aufbruchsneutronen, ein Detektor zur Normierung) in die Berechnung des Aufbruchsquerschnitts ein. Im verwendeten Meßaufbau dient allerdings bei zwei Detektorpaaren zur Aufbruchsmessung einer der Detektoren gleichzeitig der Normierung, so daß bei diesen Paaren in die Berechnung der Querschnitte nur die genauer bekannte, relative Efficiency des Normierungsdetektors eingeht, die das Verhältnis der Efficiency bei der Energie des Aufbruchsneutrons zu der Efficiency bei der Energie der elastisch an Protonen gestreuten Neutronen ist.

Da die Detektorefficiency entscheidend von der Nachweischwelle abhängt, muß deren Lage bestimmt werden. Hierzu wurden die Pulshöenspektren mit Hilfe der Comptonkanten der Präparate ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{22}Na kalibriert. Wie in Figur V.4 dargestellt, wurde der maximale Kanalinhalt I_m am hochenergetischen Ende der Verteilung ermittelt und anschließend die Kanallage $K_{1/2}$ bestimmt, bei der der Kanalinhalt auf die Hälfte dieses Maximums abgefallen ist. Von der so gewonnenen Kanallage wurde der ADC-Offset abgezogen. Die während der Strahlzeit aus verschiedenen Messungen gewonnenen Kanallagen $K_{1/2}$ wurden gemittelt, da sich die Kanallagen nur im Rahmen der Meßunsicherheit geändert hatten und daher von einer konstanten Verstärkung ausgegangen werden konnte. Die beschriebene Auswertung der Compton-Spektren ist nur möglich, indem



Figur V.4: Mit dem PTB2-Detektor gemessenes Compton-Spektrum einer ^{137}Cs -Quelle

man Präparate mit nur einer γ -Energie oder wenigen, genügend weit auseinander liegenden γ -Energien verwendet. Diese Forderung zusammen mit der nach einer ausreichend langen Lebensdauer der Quelle beschränkt die Menge der verwendbaren Quellen im wesentlichen auf die bereits genannten.

Wie in /Die82a,Die79/ ausgeführt, korrespondiert die so gewonnene Kanallage der "halben Höhe" jedoch nicht mit der maximalen Comptonrückstoßenergie der Elektronen im Szintillator, sondern ist abhängig von der Auflösung des Detektors dagegen verschoben. Zur Korrektur dieses Effekts wurde von M. Steinke und G. Spangardt /Ste87, Spa87/ die pulshöhenabhängige Auflösung der Detektoren gemessen und der benötigte Korrekturfaktor F bestimmt. Dieser Korrekturfaktor gibt an, bei wieviel Prozent der Kanallage der gemessenen "halben Höhe" $K_{1/2}$ die Comptonkante liegt. Dieser so gewonnenen Kanallage K_c wird die Lichtausbeute L des jeweils verwendeten Präparates zugewiesen, die bis auf einen Offset der

Comptonenergie E_C entspricht:

$$L = E_C - 5 \text{ keV} .$$

Ein Beispiel dieser Kalibrierung ist in Tabelle 2 gegeben.

Tabelle 2:

Quelle	L/MeV	$K_{1/2}$	F	K_C
^{22}Na	0,336	51,0	0,866	44,2
^{137}Cs	0,472	71,1	0,894	63,6
^{60}Co	1,036	157,6	0,930	146,6
^{22}Na	1,057	161,6	0,932	150,6

Man erhält somit die Eichung:

$$L/\text{keV} = 37,9 + 6,79 \cdot K ,$$

mit der sich die Schwellenlage in eine korrespondierende Elektronenenergie umrechnen läßt.

Für die verschiedenen Detektoren wurden die Efficiencies in Abhängigkeit von der Nachweisschwelle und der Neutronenenergie unter Berücksichtigung der individuellen Pulshöhenauflösung mit Hilfe des Programms NEFF /Die82b/ errechnet. Wie die Messungen von M. Steinke zeigen, weichen allerdings die so errechneten Efficiencies von den gemessenen systematisch ab. Wie für einen Detektor in Figur V.5 dargestellt, ist die Abweichung im Rahmen der Meßunsicherheit von der Neutronenenergie unabhängig. Da die Efficiencies nur für eine beschränkte Anzahl von Neutronenenergien gemessen wurden, sind die Simulationsergebnisse des Programms NEFF zur Bestimmung der Efficiencies für weitere Neutronenenergien nötig. Um die errechneten mit den gemessenen Efficiencies in Übereinstimmung zu bringen, wurden die errechneten Efficiencies mit dem aus Figur V.5 ermittelten Korrekturfaktor

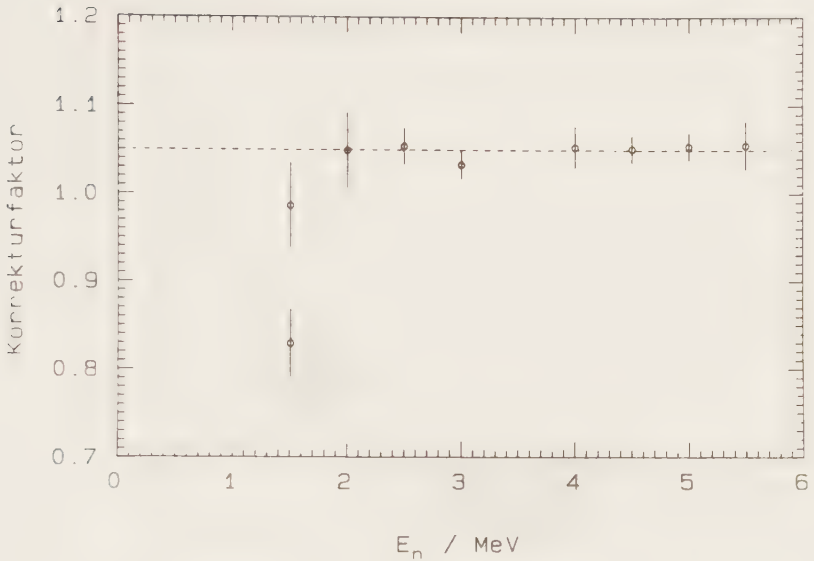


Fig. V.5: Abweichung der gemessenen Efficiency des PTB2-Detektors von der mit dem Simulationsprogramm NEFF berechneten Efficiency /Ste87/

von 1,045 multipliziert. Dieser Korrekturfaktor kürzt sich allerdings bei den Paaren, die den Normierungsdetektor enthalten, für diesen Detektor wieder weg.

V.3 Reduktion der Listmodedaten

Aus den im Listmodeverfahren gemessenen Aufbruchdaten wurden als erstes Pulsformdiskriminierungsspektren aufgebaut. Ein solches Spektrum ist in Figur V.6 dargestellt. Links von der eingezeichneten gestrichelten Begrenzungslinie liegen γ -Ereignisse. Die meisten γ -Nachweise wurden bereits während der Messung in der Pulsformdiskriminierungsschaltung durch eine Schwelle unterdrückt, die in der Figur als senkrecht liegende Kante (bei einer Pulsform von 1,7 rel. Ein-

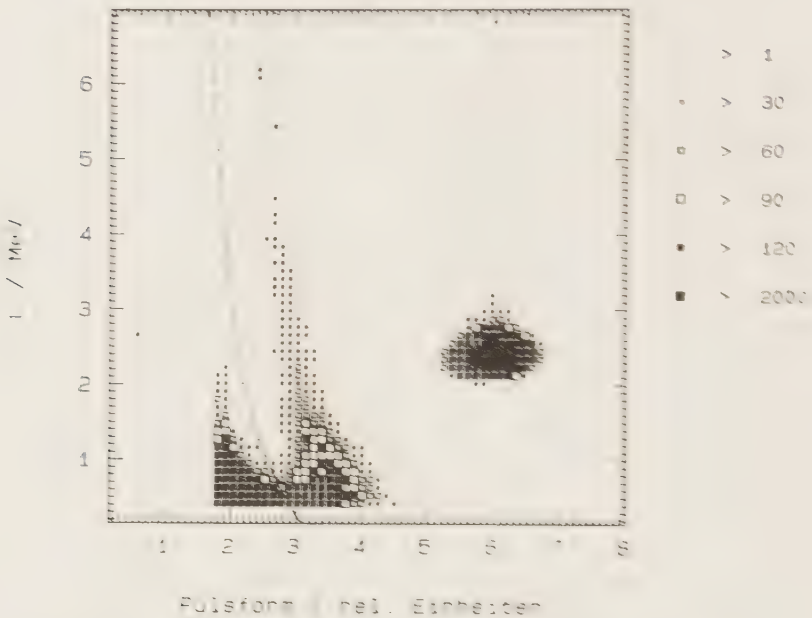


Fig. 7.6: Valasbanddiskriminierungsspektrum des TBL-Detektors während der Aufbruchphase eines

Bebens. Es erkennen ist. Wegen der gekürzten Form sowohl des α - wie des Neutronenenergiebereichs können jedoch die Neutronenenergiebereichs-Quanten nicht vollständig unterdrückt werden. Dies geschieht erst bei der lateralen Auswertung durch Verwerfen des eingezeichneten, gekürzten gekürzten Fenster. Pulssignale (bei einer Pulsform von 1 rel. Einheiten) sind klar von Neutronen- oder α -Ereignissen getrennt und wurden ebenfalls durch ein gekürztes Fenster entfernt. Für die folgenden Auswertungen wurden nur solche Ereignisse verwendet, die innerhalb der genannten Pulsformfenster lagen und somit als Neutron identifiziert wurden.

Aus den auf diese Weise reduzierten Ereignissen wurden als nächstes Valasband-Eingangsparameter-Spektren aufgebaut, die Fig. 7.7 zeigt. Bestehen sie eine durch die Halbwertszeit

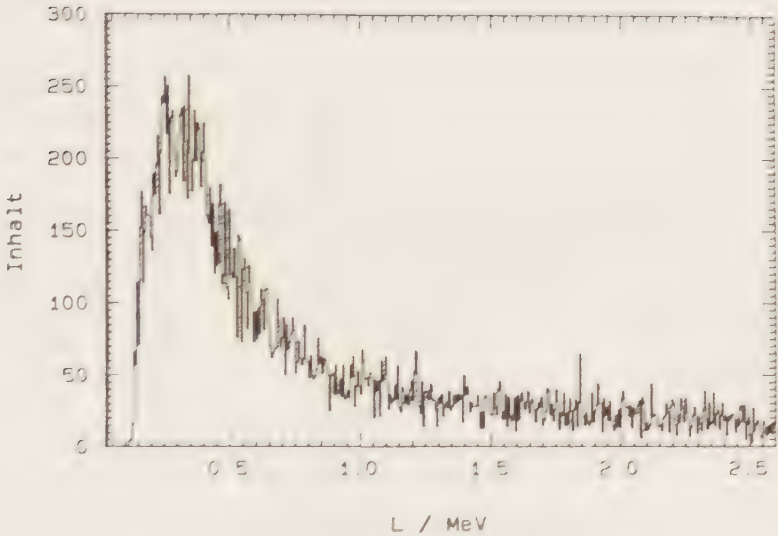


Fig. V.7: Während der Aufbruchsmessung mit dem PTB1-Detektor aufgenommenes Pulshöhen-Spektrum (Pulssignale sind unterdrückt)

gebene, untere Schwelle, die jedoch nicht "scharf" (d. h. über mehrere Kanäle ausgedehnt) ist. In der weiteren Auswertung wurde daher eine rechnergesetzte Schwelle gewählt, die knapp über die Hardware-Schwelle gelegt wurde, und deren Schärfe (bestimmt durch die Kanalschärfe des verwendeten ADCs) deutlich besser ist. Nur bei einer solch scharfen Grenze ist ein Vergleich mit den Simulationsdaten der Detektorefficiency möglich. In Tabelle 3 sind die in der Auswertung verwendeten Pulshöschwellen L_{schw} für die verschiedenen Detektoren angegeben. Zusätzlich sind die Detektorefficiencies ϵ_{stern} aufgeführt, die sich bei diesen Schwellen und der Energie, die die Neutronen in der Sternkonfiguration besitzen ($E_n = 2,7 \text{ MeV}$), ergibt.

Ein unter den vorgenannten Bedingungen aufgebautes Flug-

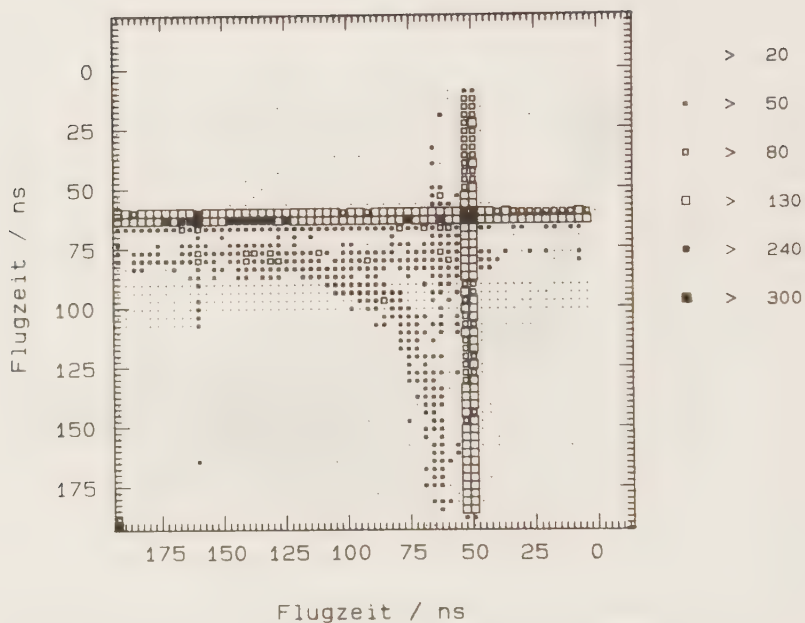


Fig. V.8: Flugzeit zum PTB2-Detektor (horizontal) gegen Flugzeit zum PTB3-Detektor (vertikal)

zeitspektrum zweier Neutronendetektoren ist in Figur V.8 gezeigt. Hierbei ist auf der einen Achse die mit einem Neutronendetektor gemessene Flugzeit gegen die Flugzeit aus einem anderen Detektor aufgetragen, wobei von der Meßelek-

Tabelle 3:

Detektor PTB	$L_{\text{schw}}/\text{MeV}$	ϵ_{stern}
1	0,278	0,412
2	0,163	0,485
3	0,197	0,466

tronik nur solche Ereignisse in diese Matrix einsortiert wurden, bei der innerhalb einer Pulsungsperiode beide Detektoren Neutronen nachgewiesen haben. In diesem bereits untergrundreduzierten Spektrum sind als zwei sich rechtwinklig kreuzende Geraden sehr deutlich die Störbanden zu erkennen, die durch elastische Streuung eines Neutrons an einem Deuteron in einen Detektor und einen zufälligen Neutronennachweis im anderen Detektor entstehen. Bei größeren Flugzeiten und dementsprechend niedrigeren Energien erkennt man schwächere Störbanden, die auf analoge Weise von elastischen n-p-Streuungen hervorgerufen werden. Als gekrümmte Überhöhung erkennt man die Aufbruchereignisse, die um eine (durch die Darstellung in einer Flugzeitebene verzerrte) mittlere kinematischen Kurve verteilt liegen. Diese Überhöhung bricht bei kleinen Energien bzw. langen Flugzeiten aufgrund der Nachweisschwellen der Neutronendetektoren ab.

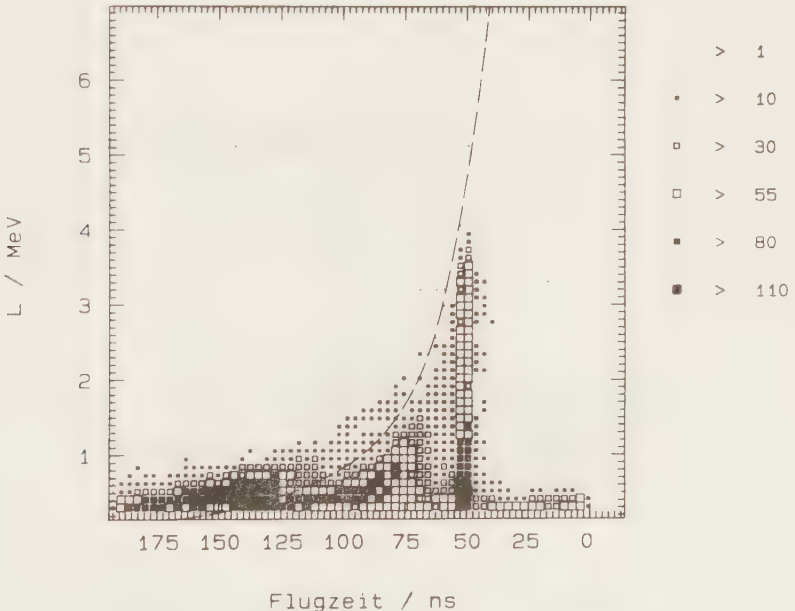


Fig. V.9: Flugzeit zum PTB2-Detektor gegen Pulshöhe im PTB2-Detektor

Für jeden Neutronendetektor wurde aus den Listmodedaten ein Zweiparameter-Spektrum aufgebaut, in dem die Flugzeit gegen die Detektor-Pulshöhe aufgetragen ist. Da die Szintillationen maximaler Intensität im Detektor durch n-p-Streuungen um 180° hervorgerufen werden, ist die maximale Protonenenergie (wegen der Massengleichheit von Proton und Neutron) gleich der Neutronenenergie. Die maximale Intensität wird daher durch die Responsefunktion des Szintillators /Ste87/ gegeben. In der intensiven Linie bei einer Flugzeit von 53 ns liegen Neutronen, die an Deuteronen elastisch gestreut wurden. Bei längeren Flugzeiten schließen sich mit abnehmender Maximalamplitude (schwach zu erkennen) elastische n-p-Streuungen und Aufbruchsreaktionen an. Detektorsignale, die oberhalb der Responsefunktion liegen, können nicht einer Reaktion im Target entstammen. In Figur V.9 ist

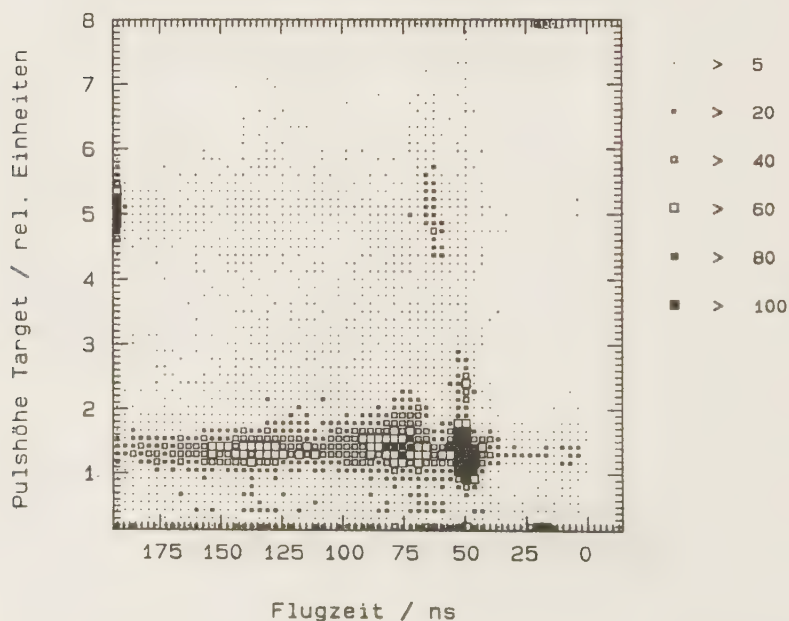


Fig. V.10: Flugzeit zum PTB2-Detektor gegen Pulshöhe im Targetszintillator

gestrichelt die Schwelle eingezeichnet, oberhalb derer ausschließlich Störsignale liegen können; sie stammen überwiegend von durch die BONCO-Wand transmittierten Neutronen.

Figur V.10 zeigt ein Zweiparameter-Spektrum, das ebenfalls für jeden Neutronendetektor aufgebaut wurde. Hier ist die Flugzeit zu einem Neutronendetektor gegen die Pulshöhe im Targetszintillator aufgetragen. Bei derselben Flugzeit (von 53 ns) wie in Figur V.9 erkennt man Ereignisse, die durch elastische n-d-Streuung hervorgerufen sind. Da durch den Nachweis im Neutronendetektor der Streuwinkel festgelegt ist, ist auch die Energie des gestreuten Deuterons und somit die Pulshöhe im Target festgelegt, wodurch diese Reaktion als Peak im Spektrum erscheint. Das gleiche gilt für die

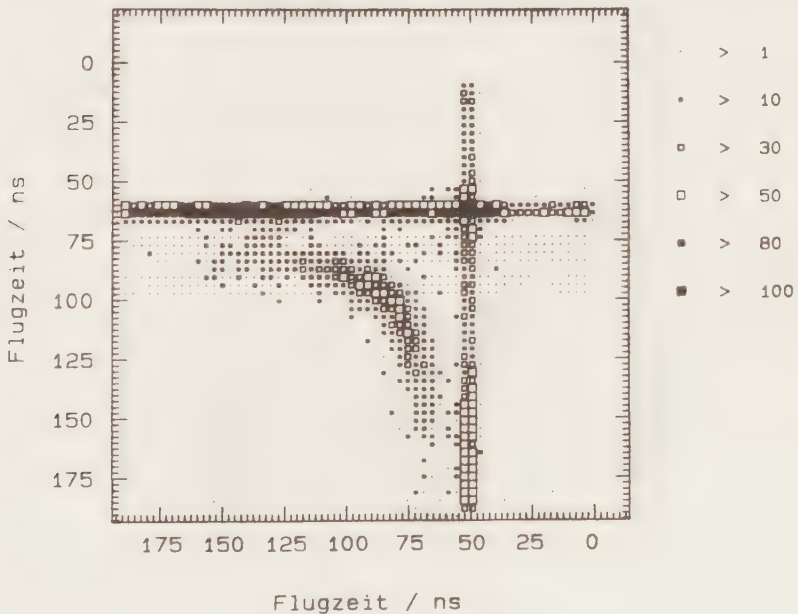


Fig. V.11: Flugzeit zum PTB2-Detektor (horizontal) gegen Flugzeit zum PTB3-Detektor (vertikal) unter den im Text genannten Bedingungen

elastische n-p-Streuung, die bei einer Flugzeit von 67 ns liegt. Bei den Aufbruchsreaktionen im von uns nachgewiesenen Energieintervall sind die zugehörigen Protonenenergien nahezu konstant, so daß die Aufbruchereignisse bei konstanter Pulshöhe im Flugzeitintervall von 60 ns bis 140 ns liegen, und zudem (zufällig) fast die gleiche Pulshöhe wie die elastisch rückgestreuten Deuteronen besitzen.

Da in Figur V.8 die Störbanden der n-p-Streuungen die kinematische Bande kreuzen, ist eine Unterdrückung dieser Störereignisse wichtig. Sie erfolgt durch Setzen einer oberen Schwelle für die Target-Pulshöhen (bei 3,5 rel. Einheiten in Fig. V.10). Die unter dieser Zusatzbedingung erzielte kinematische Bande ist in der Flugzeitdarstellung in Figur V.11 gezeigt. Eine nichtrelativistische Umrechnung der Flugzeiten

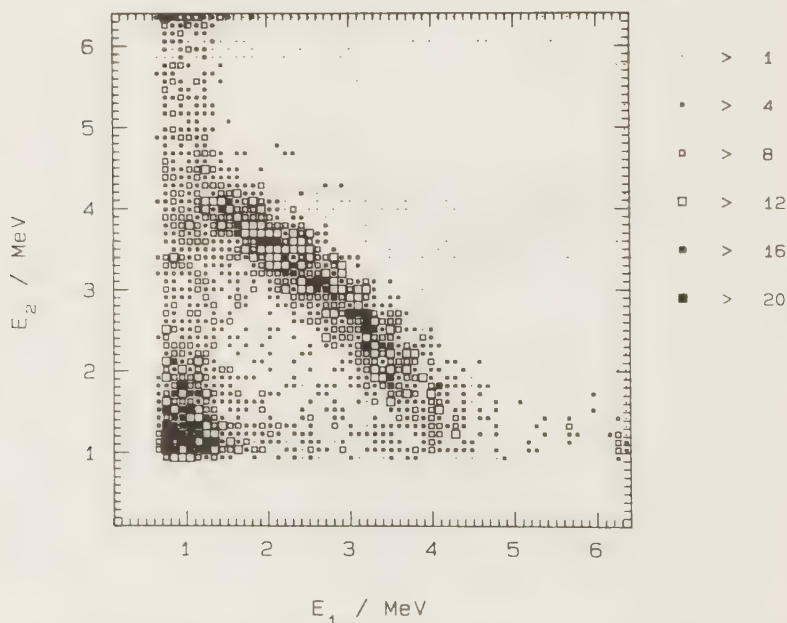


Fig. V.12: Kinematisches Band, das aus der Umrechnung von Fig. V.11 in Energien folgt

in Energien erfolgte mit der bereits beschriebenen Eichung und das Ergebnis ist in Figur V.12 dargestellt. Der übriggebliebene, nichtkonstante Untergrund ist jedoch noch so groß, daß er die Meßergebnisse beeinflussen würde. Da er sich nur sehr schwer durch eine geeignete Funktion beschreiben läßt, wurden noch weitere Bedingungen auf die experimentellen Spektren gesetzt. Wie in Figur V.9 bereits gestrichelt eingezeichnet ist, wurde auf die Response-Spektren eine obere, flugzeitabhängige Schwelle gesetzt. Auf das Target-Spektrum (Fig. V.10) wurden noch schärfere Grenzen gesetzt, damit der Untergrundanteil sinkt und die Unsicherheit aus der Untergrundsubtraktion kleiner wird. Um die Form der hierfür benötigten Grenzen zu bestimmen, wurde im Spektrum V.11 vorübergehend ein (weites) Fenster um die Auf-

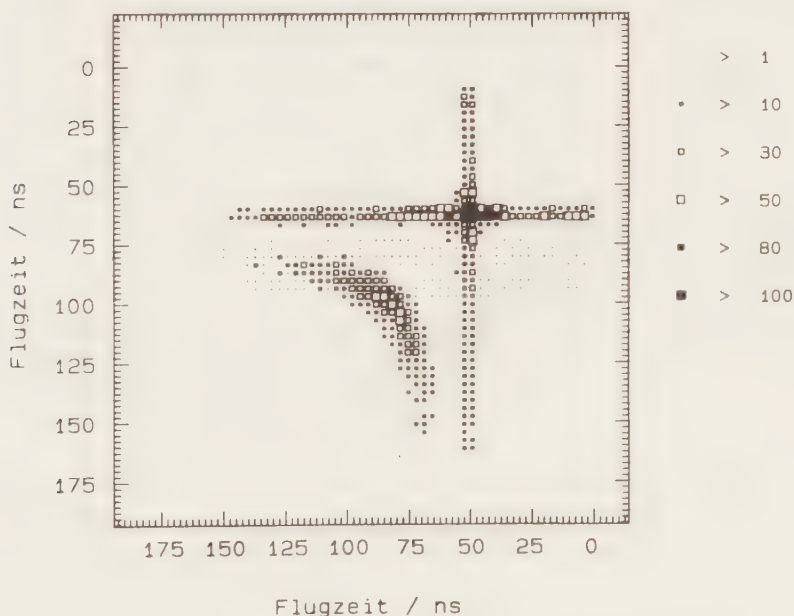


Fig. V.13: Flugzeit zum PTB2-Detektor (horizontal) gegen Flugzeit zum PTB3-Detektor (vertikal) nach Listmodeauswertung

bruchereignisse gesetzt und die der Figur V.10 entsprechende Verteilung aus diesen Ereignissen aufgebaut. Die so gewonnene Verteilung besteht hauptsächlich aus Aufbruchereignissen, und gestattet eine Festlegung der Grenzen für Figur V.10, um den in dieser Verteilung enthaltenen Untergrund abzuschneiden, der außerhalb des Bereichs der Aufbruchereignisse liegt. Das resultierende Flugzeitspektrum ist in Figur V.13 gezeigt. Zusätzlich wurde ein der Figur V.13 entsprechendes Spektrum aus den verworfenen Ereignissen aufgebaut, um zu kontrollieren, daß trotz der knapp gesetzten Schwelle nahezu keine (weniger als 1 %) Aufbruchereignisse unterdrückt wurden. Der Untergrundanteil unter der kinematischen Kurve (Fig. V.14) beträgt hier noch ca. 4 % und hat nach der Untergrundsubtraktion auf den Gesamtfehler der Messung nur noch einen vernachlässigbaren Einfluß.

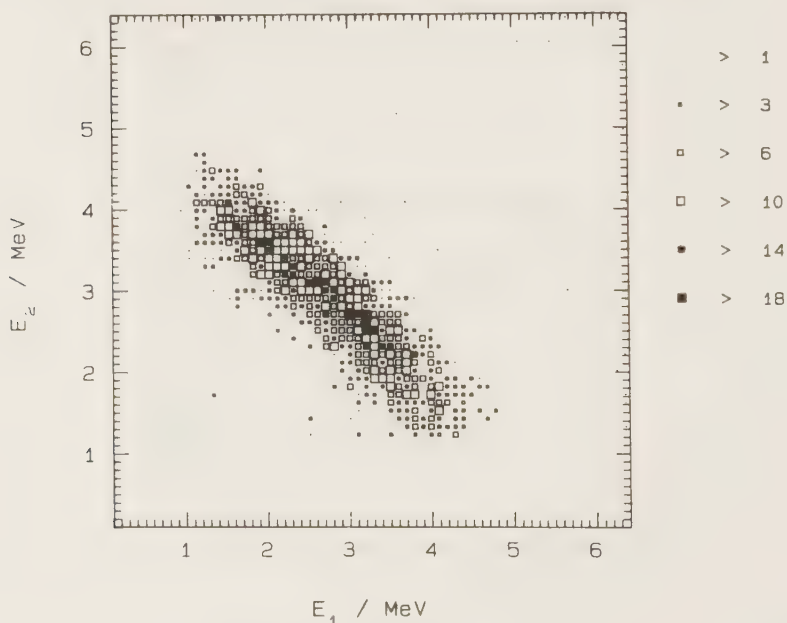


Fig. V.14: Kinematisches Band, das aus der Umrechnung von Fig. V.13 in Energien folgt

Die Auswertung der n-p-Streuung geschah in ähnlicher Weise wie die Auswertung der Aufbruchsmessung. Zuerst wurde ein der Figur V.6 entsprechendes Pulsformdiskriminierungsspektrum aus den Listmodedaten aufgebaut. In diesem Spektrum wurden die Fenster (vgl. Fig. V.6) so gewählt, daß in der weiteren Auswertung nur Neutronennachweise zugelassen wurden; das erneute Setzen dieser Fenster war erforderlich, weil für die Messung der n-p-Streuung andere ADCs als bei der Aufbruchsmessung mit abweichenden Konversionsbereichen eingesetzt wurden. Als nächstes wurde in dem (zu Fig. V.7 analogen) Pulshöhenspektrum die untere Schwelle gesetzt. Aus den so reduzierten Listmodedaten wurde das in Figur V.15 dargestellte Spektrum aufgebaut, in dem die mit dem PTB2-Detektor gemessene Flugzeit gegen die Pulshöhe im Targetszintillator aufgetragen ist. Dieses Spektrum ähnelt dem in Figur V.10 dargestellten Spektrum. Die kleine Linie entsteht durch die elastische Streuung von Neutronen an Protonen im Targetdetektor. Bei einer etwas kürzeren Flugzeit liegt die (oben abgeschnittene) Linie, die durch n-d-Streuungen hervorgerufen wird. Im flachen Rücken vor der n-p-Linie und im Bereich davor liegen Aufbruchseignisse. Im Unterschied zu Figur V.15 müßten in Figur V.10 die n-p- und n-d-Linien durch die Meßelektronik unterdrückt sein; sie gelangen dennoch in das Spektrum (Fig. V.10), indem zufällig in dem Pulsungsintervall, in dem die elastische Streuung in dem einen Detektor nachgewiesen wurde, auch in dem anderen Detektor ein Ereignis nachgewiesen wurde.

Der Inhalt der n-p-Linie aus Figur V.15 wurde bestimmt. Der neben der Linie liegende Untergrund wurde gemittelt und der aus diesem Mittelwert bestimmte Untergrund wurde vom Linieninhalt subtrahiert; der Untergrundanteil betrug ca. 30 %. Während der Messung war die Rate der Master-Gate-Signale der elastischen n-p-Streuung um einen Faktor 80 untersetzt, um die Datenmenge zu reduzieren; dies wurde bei der Berechnung der Anzahl elastisch gestreuter Neutronen berücksichtigt. Während eines Teils der Messung wurde der Datenerfassungsrechner PDP11/44 von einer anderen Gruppe

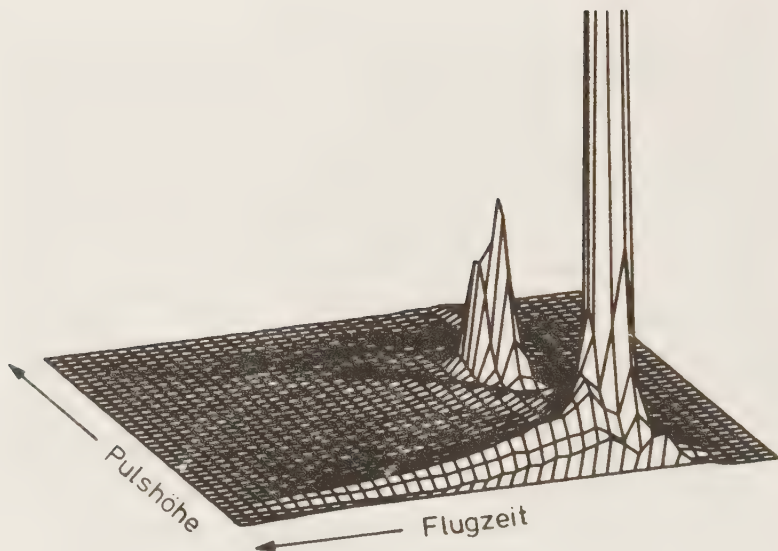


Fig. V.15: Flugzeit zum PTB2-Detektor gegen Pulshöhe im Targetszintillator aus der Messung elastischer n-p-Streuungen

benötigt. Es wurden daher die Flugzeitspektren des Monitor-detektors ausgewertet und der Inhalt der Neutronenlinie aus der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ bestimmt. Anschließend wurde der Faktor errechnet, mit dem man den Inhalt der Flugzeitlinien auf die Anzahl elastisch gestreuter Neutronen umrechnen kann. Dieser Faktor wurde verwendet, um für die Zeit, in der die PDP11/44 nicht für die Normierungsmessung zur Verfügung stand, die Anzahl der n-p-Streuungen zu bestimmen. Der Anteil der Messung, bei dem ausschließlich mit dem Monitor-detektor normiert wurde, betrug 10,7 %.

V.4 Simulation der Mehrfachstreuung

Zur Korrektur des Mehrfachstreuanteils wurde das von K. Bodek /Bod86/ geschriebene Simulationsprogramm NNGEN benutzt. Mit Hilfe dieses Programms läßt sich der benötigte Korrekturfaktor genauer bestimmen als durch die in Kapitel IV.3.1 durchgeführte Abschätzung.

In diesem Programm werden die experimentellen Gegebenheiten wie z. B. die endliche Targetdicke berücksichtigt, um in einer Simulation die verschiedenen, aufeinanderfolgenden Reaktionen im Target nachzuvollziehen und daraus Spektren aufzubauen, die wie im Experiment auch Mehrfachstreuungen beinhalten. Gleichzeitig können Spektren gewonnen werden, die ohne den Einfluß der Mehrfachstreuung entstehen würden. Durch Vergleich der simulierten "experimentellen" Spektren mit den Spektren ohne Mehrfachstreuung läßt sich der Korrekturfaktor bestimmen.

Im einzelnen werden in dem Programm folgende Effekte berücksichtigt:

- die Energieunschärfe des Neutronenstrahls (mit wahlweise gaußförmiger oder rechteckförmiger Energieverteilung)
- die radiale Ausdehnung des Targets
- die Dicke des Targets
- die Ausdehnung der Nachweisdetektorfläche.

In dem Programm werden mit Hilfe eines statistischen Verfahrens für eine große Zahl von Primärneutronen mögliche Aufeinanderfolgen verschiedener Reaktionen simuliert. Hierbei wird auch zugelassen, daß das einfallende Neutron bereits vor der Aufbruchsreaktion im Target bei Streuungen Energie verloren und seine Richtung geändert haben kann. Ebenso werden die entstehenden Aufbruchsneutronen "verfolgt" und festgestellt, ob sie vor dem Austritt aus dem Target (weitere) Reaktionen auslösen. Bei der Festlegung der Winkel für die Neutronen aus den Aufbruchsreaktionen kann jedoch

aus Rechenzeitgründen nicht der gesamte Phasenraum zugelassen werden; vielmehr wird verlangt, daß die Neutronen in zwei vorgegebene Raumwinkel emittiert werden, die die Raumwinkel der Nachweisdetektoren enthalten müssen, jedoch auch größer gewählt werden können. Auf diese Weise ist es möglich, nicht nur zu untersuchen, wieviele Aufbruchsneutronen aus der Richtung zum Nachweisdetektor herausgestreut werden, sondern auch Einstreueffekte zu "messen", die mit hoher Wahrscheinlichkeit Kleinwinkelstreuungen sind.

Im einzelnen läuft das Programm folgendermaßen ab: als erstes werden Neutronen mit Energien simuliert, deren Häufigkeit durch eine Energieverteilung wahlweise gaußförmig oder innerhalb eines Energieintervalls konstant vorgegeben werden kann. Die Neutronen werden homogen über die Auftrefffläche des Strahls auf das Target verteilt gewürfelt. Der Reaktionsort und die Reaktionsart werden anschließend mit Hilfe der totalen Wirkungsquerschnitte entsprechend der durch das Extinktionsgesetz gegebenen Wahrscheinlichkeit statistisch festgelegt. Da die erste Reaktion nicht unbedingt eine Aufbruchsreaktion ist, wird auf diese Weise die Mehrfachstreuung des einfallenden Strahls berücksichtigt. Bei den so entstehenden Neutronen wird überprüft, ob sie noch innerhalb des Targetsintillators eine weitere Reaktion machen. Ist dies nicht der Fall, so wird diese Reaktion als Aufbruchsreaktion gewählt. Die Winkel, unter denen die entstehenden Aufbruchsneutronen erzeugt werden, werden so gewürfelt, daß die Neutronen in die vorgegebenen Raumwinkel emittiert werden. Jedes Aufbruchereignis wird mit der Wichtung des zugehörigen Phasenraumfaktors versehen und nach Beendigung der Simulation eines Ereignisses mit dieser Wichtung in die Ausgabespektren sortiert. Auf diese Weise wird eine durch den Phasenraum gegebene Häufigkeitsverteilung der Aufbruchsreaktionen erreicht. Der exakte Verlauf des Aufbruchsquerschnitts braucht in dieser Simulation nicht berücksichtigt werden, da der Ablauf der Mehrfachstreuungsprozesse durch die anderen Reaktionen dominiert wird. Die entstandenen Neutronen werden weiterverfolgt und mögliche Reaktionen werden mit

Häufigkeiten, die durch die totalen Wirkungsquerschnitte und die zugehörigen Winkelverteilungen gegeben sind, berücksichtigt. Da in einer Aufbruchsreaktion zwei Neutronen entstehen und auch nachfolgende Aufbruchsreaktionen nicht ausgeschlossen sind, ist das Programm in der Lage, mehrere Neutronen, die zu einem Projektilneutron gehören, zu verfolgen und festzustellen, ob sie den Szintillator verlassen und auf die Detektoren treffen. In diesem Fall wird das Ereignis in einem zweidimensionalen Spektrum entsprechend der Energie der beiden Neutronen einsortiert. Auf diese Weise wird wie im Experiment ein Spektrum unter Berücksichtigung der Mehrfachstreuungen aufgebaut. Im Unterschied zum Experiment kann jedoch auch ein Spektrum aufgebaut werden, das ohne jede Mehrfachstreuung zustande käme. Diese beiden Spektren wurden auf die gleiche Weise wie die experimentellen Spektren auf die mittlere kinematische Kurve projiziert (vgl. Kap. V.6). Der Quotient dieser beiden Ergebnisse in Abhängigkeit von der Bogenlänge liefert den Faktor zur Korrektur der experimentellen Nachweisraten.

V.5 Bestimmung der Totzeit

Während eines Teils der Messung wurden in die Detektoren Pulssignale eingespeist. Diese Signale waren synchron zur Beschleunigerpulsung und erschienen daher an einer festliegenden Stelle in den Flugzeitspektren der Detektoren. Außerdem wurden die Signale so eingestellt, daß sie in den Pulsformspektren der Nachweisdetektoren von γ -Quanten und Neutronen getrennt lagen. Da die Signale die Koinzidenzbedingungen eines Aufbruchsereignisses wie auch einer elastischen n-p-Streuung erfüllten, wurden die Detektorsignale in beiden Messungen zur Datenaufnahme freigegeben und auf Magnetband gespeichert. Die Anzahl der eingespeisten Pulssignale wurde zudem unabhängig mit einem Zähler bestimmt. Durch Vergleich des Zählerstands mit den tatsächlich auf Magnet-

band gespeicherten Daten sollte bei der Auswertung die Totzeit der Meßelektronik bestimmt werden.

Aufgrund der schlechten Auflösung des PTB1-Detektors lag ein Teil der Pulserereignisse außerhalb des Pulsformdiskriminierungsspektrums. Da das Pulserereignis in alle Detektoren parallel eingespeist wurde, war während der Strahlzeit eine gleichzeitige, für alle Detektoren korrekte Einstellung dieses Signals (ohne Öffnen des PTB1-Detektors) nicht zu erreichen. Da durch das fehlende Pulsformsignal des Detektors PTB1 das Master-Gate-Signal nicht erzeugt wurde, fehlten in diesem Fall auch die anderen Detektorsignale der Koinzidenz dieses Detektors mit einem der beiden anderen Detektoren. Die bei der Auswertung gewonnenen Werte für die Paare, die den Detektor PTB1 enthalten, geben daher nicht die Totzeit der Meßelektronik wieder, sondern sind in erster Linie durch den willkürlichen Faktor der nicht in der Pulsform erfaßten Signale bestimmt. Diese beiden Faktoren sind allerdings aus den gemessenen Daten nicht einzeln bestimmbar, so daß für diese Paare keine Angaben zur Totzeit gemacht werden können.

Für das Paar ohne PTB1-Detektor, d. h. PTB2 - PTB3, wurden die Pulsungssignale aus den einzelnen Parametern in ähnlicher Weise wie bei der Aufbruchsmessung bzw. der Messung der elastischen Streuung durch Setzen von Fenstern auf die Pulserlinie bestimmt und aufsummiert. Die Ergebnisse von 21,6 % Totzeit bei der Aufbruchsmessung und 21,9 % bei der elastischen Messung stimmen nahezu überein, was darauf hindeutet, daß die Totzeit hauptsächlich in dem Teil der Meßelektronik hervorgerufen wird, die für beide Messungen gleichzeitig benutzt wurden. Dies ist in erster Linie die Identifizierung eines Ereignisses im Targetdetektor innerhalb eines vorgegebenen Flugzeitintervalls. Eine genauere Identifizierung des Parameters, in dem die bestimmende Totzeit auftritt, wird dadurch verhindert, daß durch das in diesem Fall fehlende Gate-Signal auch die anderen Parameter unterdrückt werden.

Da bei der gleichzeitigen Messung der Normierungsreaktion (mit dem Detektor PTB2) und des Aufbruchs (mit dem Detektorpaar PTB2 - PTB3) die gleichen Totzeiten gefunden wurden, heben sie sich bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts gegenseitig weg, so daß eine Korrektur hierauf entfallen konnte. Wegen der in beiden Fällen gleichen Totzeit wurde diese Totzeit auch für die beiden anderen Detektorpaare angenommen, für die sie aus den Meßdaten nicht bestimmt werden konnte.

V.6 Projektion auf die mittlere kinematische Kurve

Die Mittelpunkte der Detektoren und der Mittelwert der Neutronenenergie legen eine kinematische Konfiguration fest, zu der die (im folgenden so genannte) "mittlere kinematische Kurve" gehört. Durch die endlichen Öffnungswinkel der Detektoren und des Targets sowie die Energieunschärfe des Neutronenstrahls können jedoch die im Experiment beobachteten kinematischen Konfigurationen von diesen Mittelwerten abweichen, wodurch die Kurve zu einem kinematischen Band (vgl. Fig. V.14) verbreitert wird. In theoretischen Rechnungen werden die Wirkungsquerschnitte allerdings bei festliegenden Reaktionswinkeln und fester Einschußenergie errechnet, so daß für einen Vergleich die experimentell gewonnenen Daten zuerst auf die mittlere kinematische Kurve projiziert werden müssen. Hierbei müssen die im kinematischen Band verteilten Aufbruchereignisse dem jeweils "ähnlichsten" Punkt auf der mittleren kinematischen Kurve zugeordnet werden. Die dafür benötigte Zuordnungsvorschrift läßt sich nicht eindeutig angeben, sondern muß aus Plausibilitätsbetrachtungen gewonnen werden, wobei dem Ergebnis eine gewisse Willkür zueigen bleibt. Es kommen geometrische oder statistische Verfahren in Frage. Da bei Experimenten mit geladenen Teilchen die Nachweisraten meist höher sind und daher kleinere Raumwinkel verwendet werden können, sind die gemessenen kinematischen

Banden vergleichsweise schmal und die bei der Verwendung geometrischer Projektionsverfahren gemachten Fehlszuordnungen haben daher einen geringeren Einfluß. Wir entschieden uns bei der Projektion des relativ breiten Bandes von Aufbruchereignissen für eine ausführliche Simulation des Experiments, um möglichst alle durch den verwendeten experimentellen Aufbau bewirkten Effekte berücksichtigen zu können. In dieser Simulation wird untersucht, wie Ereignisse, die in einem nahezu punktförmigen, sehr kurzen Abschnitt der mittleren kinematischen Kurve liegen, durch die experimentellen Gegebenheiten auf das kinematische Band verteilt werden.

Dies geschieht, indem zunächst Punkte innerhalb des vorgegebenen Intervalls auf der mittleren kinematischen Kurve festgelegt werden. Zu jedem dieser Punkte wird anschließend eine kinematische Konfiguration gewürfelt, die auch im Experiment auftreten könnte. Es wird eine Neutroneneinschußenergie aus der vorgegebenen statistischen Verteilung gezogen; ebenso wird der Auftreffpunkt auf den Targetszintillator und die Auftreffpunkte auf die Vorderseiten der beiden Nachweisdetektoren aus einer isotropen Verteilung statistisch festgelegt. Hierdurch ist eine individuelle kinematische Kurve festgelegt; zum ermittelten Punkt darauf ist der zugehörige Punkt auf der mittleren kinematischen Kurve zu finden. Hierzu sind verschiedene Zuordnungsvorschriften denkbar, von denen einige getestet wurden /Obe87, Lek85/.

Als Zuordnungsvorschrift wurde zunächst das in Figur V.16 dargestellte Verfahren verwendet. Hierbei wird ausgenutzt, daß die kinematischen Kurven in dem zweidimensionalen Raum, der durch die Impulsbeträge der Teilchen (im Laborsystem) aufgespannt wird, schrägliegende Ellipsen darstellen. In diesem Verfahren wird der Winkel α zwischen der Geraden, die durch den Punkt B auf der mittleren kinematischen Kurve und den Eigenkoordinatenursprung geht, und einer der Ellipsenhalbachsen berechnet. Als entsprechender Punkt B' wird dann auf der individuellen Ellipse der Punkt mit demselben

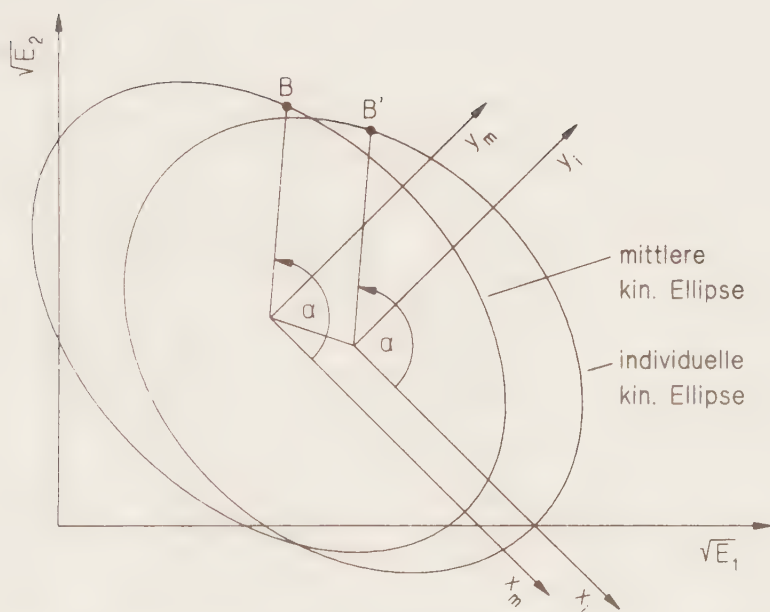


Fig. V.16: Vorschrift zur Zuordnung eines Punktes auf der mittleren kinematischen Kurve zu einem Punkt auf der individuellen kinematischen Kurve

Winkel in gleicher Weise berechnet.

Dieses Verfahren besitzt den Nachteil, daß durch eine Mittelpunktsverschiebung der Ellipsen die Punkte im Impulsraum ungefähr um den Betrag der Verschiebung voneinander entfernt liegen. In Figur V.17 wird gezeigt, wie dieser Effekt näherungsweise kompensiert werden kann. Hierbei wird in dem Parallelogramm, das durch den Ortsvektor des Punktes B im Eigenkoordinatensystem und die Mittelpunktsverschiebung aufgespannt wird, der Winkel ϵ errechnet. Eine Verschiebung der mittleren kinematischen Ellipse verschöbe den Punkt B näherungsweise genauso wie eine Änderung des Winkels in der ursprünglichen Ellipse um den Winkel ϵ . Der Punkt B auf der verschobenen Ellipse könnte also durch Rückdrehung um den

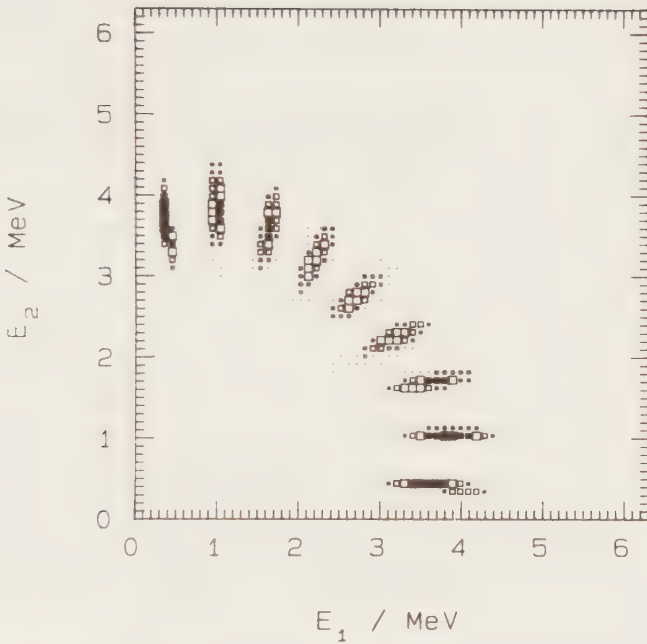


Fig. V.18: Zu einigen ausgewählten Punkten auf der mittleren kinematischen Kurve gehörige Verteilungen

weit voneinander entfernt gewählt, daß sich die Verteilungen nicht mehr überlappen. Andererseits sind für einen bestimmten Punkt in der Energieebene mehrere Verteilungen benachbarter Abschnitte von Null verschieden. Der Inhalt jeder Verteilung an dieser Stelle, dividiert durch die Summe aller Verteilungen, ergibt den Anteil, mit dem der Kanalinhalt des experimentellen Spektrums in den zugehörigen Abschnitt der kinematischen Kurve sortiert wird. Auf diese Weise erfolgt die Projektion der experimentellen Daten durch einfache Berechnung und damit in kurzer Rechenzeit mit Hilfe der Verteilungen. Die Berechnung der Verteilungen in der Simulation hingegen erfordert eine deutlich längere Rechenzeit, ist aber für jede Detektorposition nur einmal erforderlich und nicht bei jeder einzelnen Projektion.

V.7 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Die Berechnung des differentiellen Aufbruchsquerschnitts $d^5\sigma/(d\Omega^2 dE)$ erfolgte für das Paar mit den Detektoren Nr. "a" und "b" nach folgender Formel:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega^2 dE} = \frac{n_{nn}}{c_a \cdot \epsilon_a(E_a) \cdot c_b \cdot \epsilon_b(E_b) \cdot K_{nn}(s)} \cdot \frac{c_2 \cdot \epsilon_2(E_{np}) \cdot K_{np}(E_{np})}{n_{np}} \times$$

$$\times \frac{\frac{1}{10} \cdot \frac{d\sigma_{np}}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega}{\Delta\Omega_a \cdot \Delta\Omega_b \cdot \Delta E} \cdot$$

Hierin bedeuten:

- n_{nn} : Anzahl der nachgewiesenen, untergrundsubtrahierten, auf die Absorption in Luft korrigierten /Sie78/ und auf die mittlere kinematische Kurve projizierten Aufbruchereignisse innerhalb eines Bogenlängenabschnitts der Breite ΔE
- $\epsilon_a(E_a)$: Efficiency des Detektors Nr. "a" bei der Neutronenenergie E_a unter Berücksichtigung der Nachweischwelle; E_a ergibt sich mit Hilfe der Dreiteilchenkinematik aus der Bogenlänge s
- c_a : Korrekturfaktor zur Umrechnung der simulierten in die gemessene Efficiency für Detektor Nr. "a" (vgl. Kap. IV.2)
- $\epsilon_b(E_b)$: analog zu $\epsilon_a(E_a)$ für Detektor Nr. "b"
- c_b : analog zu c_a für Detektor Nr. "b"
- $K_{nn}(s)$: Entlang des Bogens bestimmter Korrekturfaktor zur Umrechnung der durch den Einfluß der Mehrfachstreuung reduzierten Anzahl nachgewiesener Neutronen in

die Gesamtzahl von Aufbruchereignissen, die Neutronen in die vorgegebenen Neutronendetektorraumwinkel emittierten (vgl. Kap. IV.4)

$c_2(E_{np})$: Efficiency des Normierungsdetektors Nr. 2 für die Energie E_{np} des elastisch am Proton gestreuten Neutrons unter Berücksichtigung der Nachweis-schwelle

c_2 : analog zu c_a für den Normierungsdetektor Nr. 2

n_{np} : Anzahl der nachgewiesenen, untergrundsubtrahierten und auf die Absorption in Luft korrigierten Neutronen aus elastischen Streuungen an Protonen

$K_{np}(E_{np})$: Korrekturfaktor zur Umrechnung der Anzahl derjenigen Neutronen, die elastisch an Protonen in den Raumwinkel des Normierungsdetektors gestreut wurden, wobei die Mehrfachstreuung im Target berücksichtigt wurde, auf die Anzahl von Streuungen, die man ohne Mehrfachstreuung im Target erhalten würde

$\frac{d\sigma_{np}}{d\Omega}$: differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen Neutron-Proton-Streuung (vgl. folgende Erläuterung).

Der Faktor 1/10 in obiger Gleichung ergibt sich aus dem (bekannten) Verhältnis der Teilchenzahldichten von Protonen zu Deuteronen im Targetsintillator.

Der differentielle n-p-Streuquerschnitt wurde aus den Yale-Phaseshifts /Hop71/ für den Winkel des Normierungsdetektors $\theta = 48,9^\circ$ und die Neutroneneinschußenergie von $E_n = 10,3$ MeV zu 0,1924 b/sr berechnet.

V.8 Experimentelle Unsicherheiten

Zur Unsicherheit des Meßergebnisses tragen eine Reihe von Faktoren bei. An der Stelle der kinematischen Kurve, an der die Sternkonfiguration liegt, beträgt die statistische Unsicherheit etwa 6 % (bei einer Breite der zu einem Kanal zusammengefaßten Bogenlängenintervalle von 0,25 MeV). Die Unsicherheit aus der Efficiencybestimmung der Neutronendetektoren, in die auch die Bestimmung der Nachweisschwelle eingeht, liegt bei 3 ... 4 %. Zu berücksichtigen sind auch die Unsicherheiten durch die Korrektur der Mehrfachstreuanteile. Aus der Berechnung des Anteils der durch Mehrfachstreuung verloren gegangenen Aufbruchsreaktionen folgt eine Unsicherheit von ca. 3 %. Die Korrektur der durch Mehrfachstreuung reduzierten Rate der an Protonen elastisch gestreuten Neutronen ist mit einer Unsicherheit von 2 % behaftet. Die Subtraktion des Untergrunds bei der Bestimmung der Anzahl von n-p-Streuungen führt zu einer Unsicherheit von 3 %.

Dagegen beträgt der Untergrund unter dem gemessenen kinematischen Band ca. 4 %, so daß die aus der Untergrundsubtraktion folgende Unsicherheit vernachlässigt werden kann. Die Korrektur der Meßraten auf die Abschwächung der Neutronen in Luft liegt bei 3 %, und die daraus resultierende Unsicherheit kann ebenfalls vernachlässigt werden.

Von der Position entlang der kinematischen Kurve stark abhängig ist die Unsicherheit, die sich aus der Flugzeitkalibrierung der Nachweisdetektoren und der Breite des kinematischen Bandes ergibt. Durch die drastische Änderung der Efficiency in der Nähe der Nachweisschwelle führt ein Fehler in der Neutronenenergiebestimmung bei solchen Energien zur Zuordnung einer deutlich falschen Efficiency. Hinzu kommt, daß durch die Breite des kinematischen Bandes bei der Projektion der Daten unterschiedliche Neutronenenergien in ein bestimmtes Intervall der mittleren kinematischen Kurve sortiert werden. Dieser Einfluß ist jedoch nur nahe der Nach-

weisschwelle dominant. Insbesondere kann dieser Effekt in der unmittelbaren Umgebung der Sternkonfiguration vernachlässigt werden, da sich hier die Detektorefficiency und damit die Belegung des kinematischen Bandes kaum ändert.

Die Meßergebnisse der beiden Paare, in denen der PTB1-Detektor verwendet wurde, sind in den Figuren V.19 und V.20 dargestellt. Die eingezeichneten Ergebnisse theoretischer Rechnungen werden im folgenden Kapitel erläutert. Die Meßwerte liegen um ca. 27 % unter dem Ergebnis, das mit dem Paar erzielt wurde, das den PTB1-Detektor nicht enthielt (Fig. VI.1). Da in den beiden, mit dem PTB1-Detektor gemes-

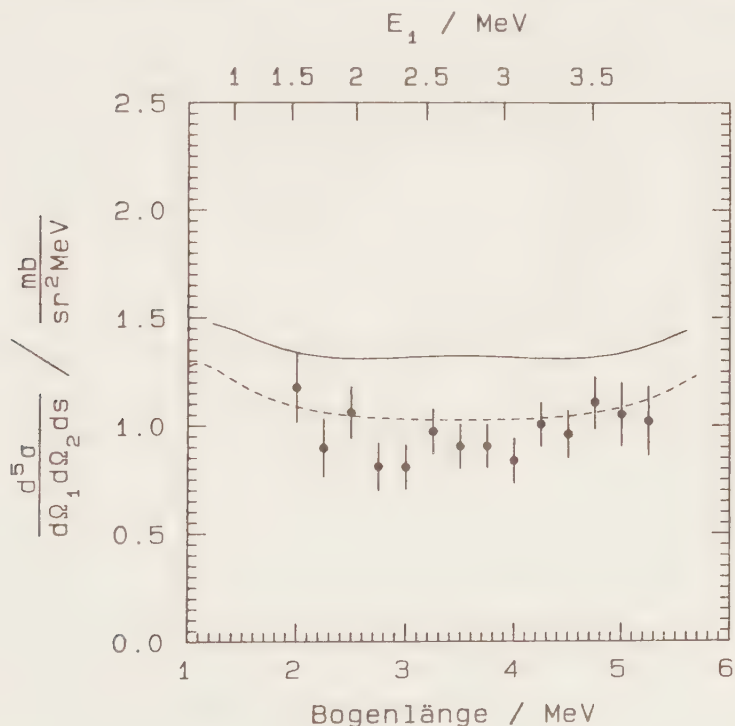


Fig. V.19: Mit dem Detektorpaar PTB1 - PTB3 gemessener Aufbruchswirkungsquerschnitt

senen Fällen der gefundene Wirkungsquerschnitt nahezu übereinstimmt, wird die Annahme gestützt, daß dieser Detektor während der Messung durch eine zu tiefe, im Rauschen liegende Schwelle eine zu hohe Rate und damit eine höhere Totzeit als die beiden anderen Detektoren besaß. Dieser Detektor unterscheidet sich auch durch eine deutlich schlechtere Auflösung von den anderen Detektoren, was die Schwelleneinstellung erschwert. Außerdem waren wegen der schlechten Auflösung auch die Daten aus der Totzeitüberwachung für diesen Detektor nicht auswertbar (vgl. Kap. V.5).

Im Vergleich der verschiedenen Paare kommt kein Effekt in

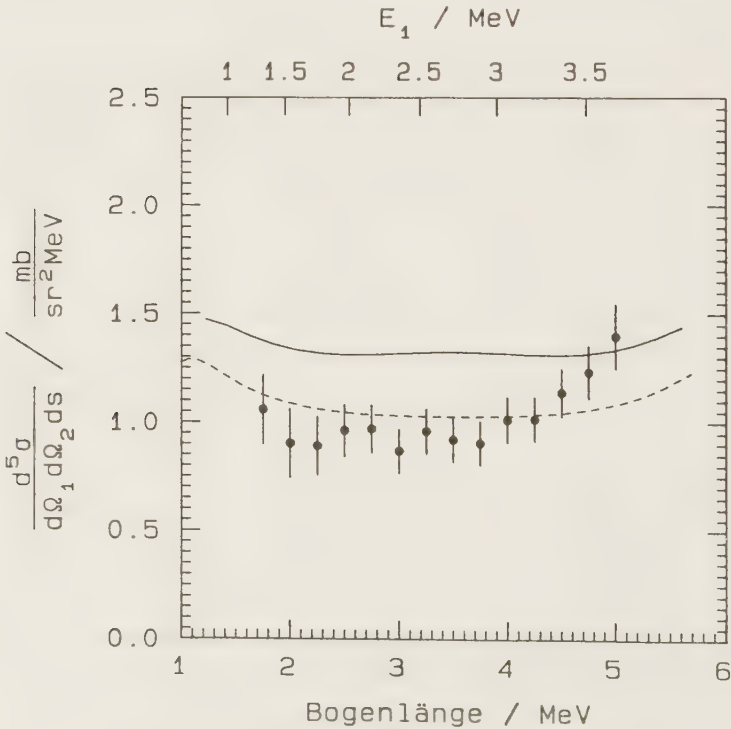


Fig. V.20: Mit dem Detektorpaar PTB1 - PTB2 gemessener Aufbruchswirkungsquerschnitt

Frage, der eine zu hohe Nachweisrate eines der Paare erklären könnte. Eine zu geringe Nachweisrate elastisch gestreuter Neutronen und damit eine falsche Normierung könnte einen als zu hoch gemessenen Wirkungsquerschnitt erklären; die Normierung war jedoch für alle drei Paare identisch, so daß sich hieraus keine Abweichung ergeben kann. Es käme auch eine falsche Efficiency des PTB1-Detektors in Betracht. Durch die hohe Nachweisschwelle in diesem Detektor ist die Efficiency bis ca. 2,5 MeV sehr stark von der Neutronenenergie abhängig, so daß ein Fehler in der Pulshöhenkalibrierung zu großen Fehlern in der Efficiencybestimmung führen kann; der Anstieg des Wirkungsquerschnitts in Figur V.21 ist darauf zurückzuführen. Oberhalb von 2,5 MeV kann jedoch eine Fehlbestimmung der Efficiency um 30 % ausgeschlossen werden. Ausschließlich das mit dem Detektorpaar PTB2 und PTB3 gewonnene Meßergebnis erscheint zuverlässig, zumal bei diesem Paar auch die Daten aus der Totzeitüberwachung ausgewertet werden konnten.

VI DISKUSSION DES MESSERGERBNISSSES

Die in dieser Arbeit gemessenen Werte des Aufbruchswirkungsquerschnitts werden in Figur VI.1 mit Ergebnissen theoretischer Rechnungen verglichen.

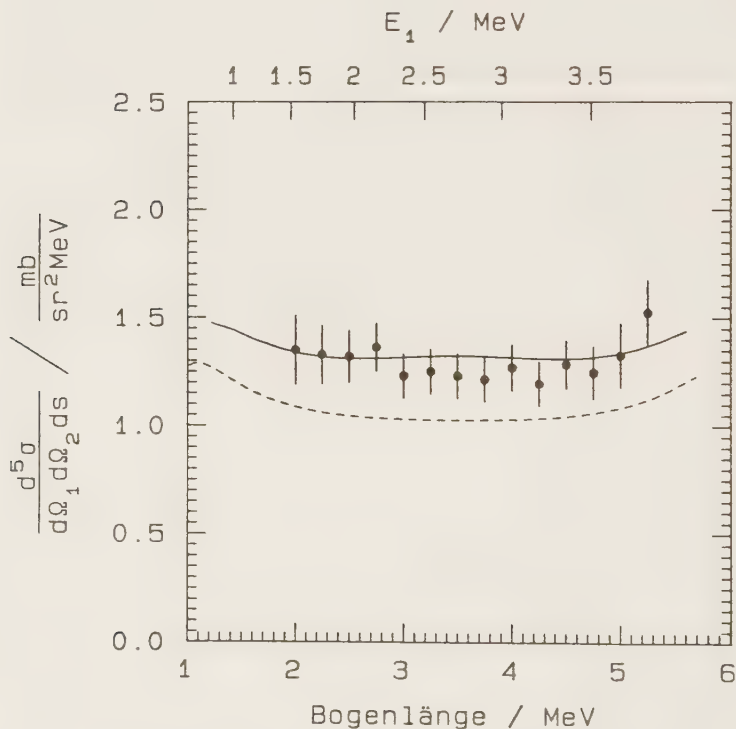


Fig. VI.1: Mit dem Detektorpaar PTB2 - PTB3 gemessener Aufbruchswirkungsquerschnitt nach der Projektion auf die mittlere kinematische Kurve. Die Sternkonfiguration liegt bei einer Bogenlänge von 3,5 MeV

Die gestrichelte Linie zeigt das Resultat einer Rechnung mit dem Computercode SASA, der uns von Bruinsma und Stuivenberg /Bru76, Stu76/ zur Verfügung gestellt und von P. Lekkas

/Lek85/ und W. Meier so abgeändert wurde, daß er auf dem hiesigen Computer läuft. In diesem Programm wird die 2N-Wechselwirkung durch ein separables s-Wellen Yamaguchi-Potential mit ladungsabhängigen Formfaktoren beschrieben. Es handelt sich um ein sogenanntes "phänomenologisches" Potential, da es nicht mesonentheoretisch abgeleitet wurde. Es besitzt keinen repulsiven Anteil bei kleinen Abständen, so daß bei höheren Energien (größer als 200 MeV) die Streuphasen nicht richtig wiedergegeben werden.

Das Ergebnis dieser Rechnung liegt ca. 20 % unter den Meßwerten. Eine Abweichung in ähnlicher Größe wurde bereits bei einer vergleichenden Rechnung mit zwei separablen Potentialen gefunden: das erste Potential enthielt s- und p-Wellen- sowie Tensor-Anteile, das zweite Potential enthielt nur den s-Wellen-Anteil /Bir79/. Auch Kloet und Tjon /Klo73/ wiesen auf mögliche Abweichungen bei Vernachlässigung dieser Anteile hin. Die beobachtete Abweichung kann daher möglicherweise auf die Vernachlässigung der p-Wellen-Anteile in der 2N-Wechselwirkung zurückgeführt werden.

Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Rechnung von H. Witała /Wit87/, in der ein "realistisches" Potential (vgl. Kap. I) verwendet wurde. Es handelt sich hierbei um das (lokale) "neue Bonn-Potential" in der Ein-Bosonen-Darstellung im Impulsraum ("OBEPQ") /Mac87/. Dieses Potential wurde mesonentheoretisch hergeleitet, wobei π -, ρ -, ω - und δ -Mesonen als Austauscheteilchen verwendet wurden. In der Ableitung wurden iterierte Mesonenaustauschprozesse, nicht iterierte, gleichzeitige Austäusche mehrerer Mesonen und Δ -Isobaren-Zwischenzustände berücksichtigt. Korrelierte Zweipionen-Austäusche wurden näherungsweise durch den Austausch eines σ' -Bosons beschrieben. Die Festlegung der Kopplungskonstanten und der Cutoff-Massen erfolgte durch Vergleich mit den NN-Streuphasen. In der Rechnung wurden im Zweiteilchen-Subsystem s-, p- und d-Wellen berücksichtigt, sowie ein Gesamtdrehimpuls des 3N-Systems bis 17/2.

Das Ergebnis der Rechnung stimmt im Rahmen der Meßfehler von 8 % mit dem Meßergebnis überein. Das Bonner 2N-Potential, dessen freie Parameter nach der Anpassung der 2N-Streuphasen festliegen, liefert also in diesem Fall auch für das Dreinukleonensystem eine sehr gute Beschreibung.

Wie in Kapitel I erwähnt, hat W. Meier /Mei83/ den Einfluß einer zusätzlichen 3N-Kraft untersucht. Als 2N-Potential verwendete er eine unitäre Pol-Approximation des (phänomenologischen) Malfliet-Tjon-Potentials, das einen repulsiven Anteil besitzt. Die 3N-Kraft wurde in Form des Tuscon-Melbourne-Potentials berücksichtigt. Für die Rechnungen wurde eine Näherung dieses Potentials verwendet, in der der Tensoranteil weggelassen und über Spin und Isospin gemittelt worden war. Für verschiedene kinematische Konfigurationen wurden die Aufbruchsquerschnitte mit und ohne Einschluß der 3N-Kraft errechnet. Die Wirkungsquerschnitte in der Sternkonfiguration bei $E_n = 14$ MeV erhöhten sich um ca. 4 % bei Zunahme der 3N-Kraft. Eine solche Erhöhung kann bei der Meßunsicherheit von 8 % nicht nachgewiesen werden. Allerdings wurden in den Rechnungen Näherungen gemacht, so daß auch eine größere Änderung der Querschnitte bei Berücksichtigung der 3N-Kraft möglich wäre. Eine größere Änderung kann jedoch durch die Messung ausgeschlossen werden.

VII ZUSAMMENFASSUNG

Ziel dieser Arbeit war die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Aufbruchsreaktion $D(n,nn)p$ in der "Sternkonfiguration" bei einer Neutronenenergie von 10,3 MeV.

In der "Sternkonfiguration" bewegen sich die drei Nukleonen im Schwerpunktssystem mit Zwischenwinkeln von jeweils $\Delta\phi_{12} = 120^\circ$ in der Ebene auseinander, deren Normale in die Richtung der Schwerpunktsgeschwindigkeit fällt.

Die Projektilneutronen wurden durch Beschuß eines Deuterium-Gastargets mit einem 8 MeV-Deuteronenstrahl in der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ erzeugt; ein Kollimator mit einem Raumwinkel von 1,5 msr blendete unter 0° einen Strahl unpolarisierter Neutronen der Energie 10,3 MeV aus. Als Target diente ein zu 90 % deuterierter NE232/NE213-Flüssigszintillator. In dem kinematisch vollständigen Experiment wurden beide im Target erzeugten Aufbruchsneutronen nachgewiesen. Hierzu wurden NE213-Flüssigszintillationsdetektoren unter den Winkeln $\phi_1 - \phi_2 = 48,9^\circ$ und $\Delta\phi_{12} = 120^\circ$ aufgestellt. Zur Untergrundreduktion wurde zusätzlich das Aufbruchsproton im Target nachgewiesen. Die Bestimmung des absoluten Neutronenflusses erfolgte, indem ein Detektor gleichzeitig mit der Aufbruchsmessung elastische Neutron-Proton-Streuungen nachwies.

Die Meßwerte wurden auf "die mittlere kinematische Kurve" projiziert. Im Bereich der Sternkonfiguration beträgt der gemessene Aufbruchsquerschnitt $(1,24 \pm 0,1) \text{ mb/sr}^2\text{MeV}$.

Das Meßergebnis wurde mit zwei theoretischen Rechnungen verglichen. Die Rechnungen mit einem s-Wellen Yamaguchi-Potential mit ladungsabhängigen Formfaktoren liefern einen um 20 % zu niedrigen Wirkungsquerschnitt. Dagegen stimmen die Ergebnisse neuester Rechnungen mit einem realistischen

Potential ("neues Bonn-OBEPQ-Potential") im Rahmen der Meßunsicherheit mit den Meßwerten überein. Wirkungsquerschnitte, die wie in den genannten Rechnungen mit reinen Zweinukleonenpotentialen berechnet wurden, sollen sich gemäß einer Vorhersage für die Sternkonfiguration um ca. 4 % erhöhen, wenn eine Dreinukleonenkraft hinzugenommen wird. Die Meßgenauigkeit der vorliegenden Messung von (im Mittel) 8 % kann eine solche Erhöhung nicht nachweisen, schließt aber eine über 8 % hinausgehende Erhöhung des Querschnitts durch Dreinukleonenkräfte aus.

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

A	Anode
ADC	Analog-to-Digital Converter
AFO	Analog Fan-out
CFT	Constant Fraction Trigger
COI	Coincidence Unit
D	Dynode
DA	Delay Amplifier
DIV	Divider
FA	Fast Amplifier
FLG	Fast Linear Gate
LET	Leading Edge Trigger
LGS	Linear Gate & Stretcher
LS&D	Logic Shaper & Delay
HV	High Voltage Supply
M	Monitordetektor
MA	Main Amplifier
NE	Nuclear Enterprises GmbH, Edinburgh, Scotland
N1, N2, N3	Neutronendetektoren
PA	Preamplifier
PH	Pulshöhe
PM	Photomultiplier
PS	Pulsform
PSD	Pulse-Shape-Disrimination
PTFE	Polytetrafluoräthylen (Teflon®)
S	Targetdetektor
SA	Shaping Amplifier
SCA	Single Channel Analyzer
STA	Stabilizer
TAC	Time to Amplitude Converter
TOF	Flugzeit
TSCA	Timing Single Channel Analyzer

Literaturverzeichnis

- And77 H. H. Anderson, J. F. Ziegler, Stopping Powers and
Ranges in all Elements, Pergamon Press,
New York 1977
- Ban87 B. Bannach, K. Bodek, G. Börker, D. Kamke, J. Krug,
P. Lekkas, W. Lübcke, M. Stephan,
Nucl. Instr. & Meth. A254(1987)373
- Bir79 J. Birchall, J. P. Svenne, M. S. de Jong, J. S.
McKee, W. D. Ramsey, M. S. A. L. Al-Ghasi,
N. Videla, Phys. Rev. C20(1979)1585
- Bod86 K. Bodek, private Mitteilung, Bochum (1986)
- Bör81 G. Börker, Diplomarbeit, Bochum (1981)
- Bor65 M. Born, Optik, Springer Verlag, Berlin (1965)
- Bov78 E. Bovet, F. Foroughi, J. Rossel,
Nucl. Phys. A314(1978)29
- Bra74 D. D. Brayshaw, Phys. Rev. Lett. 32(1974)382,
Phys. Rev. Lett. 34(1975)1478
- Bre74 W. H. Breunlich, S. Tagesen, W. Bertl, A. Chalupka,
Nucl. Phys. A221(1974)269
- Bru76 J. Bruinsma, Dissertation, Amsterdam (1976)
- Car73 J. D. Carlson, Nucl. Instr. & Meth. 113(1973)541
- Cie83 Neutron Sources for Basic Physics and
Applications, Neutron Physics and Nuclear Data in
Science and Technology Vol. 2, ed. S. Cierjacks,
Pergamon Press, Oxford 1983

- Die79 G. Dietze, IEEE Trans. Nucl. Sci.
Vol. NS-26(1979)398
- Die82a G. Dietze, H. Klein, Nucl. Instr. & Meth.
193(1982)549
- Die82b G. Dietze, H. Klein, PTB-Report ND-22,
Phys. Techn. Bundesanstalt, Braunschweig (1982)
- Dom87 G. Domogala, H. Freiesleben, Nucl. Instr. & Meth.
A259(1987)365
- Erk74 K. Erkelenz, Phys. Rep. 13(1974)191
- Fad61 L. D. Faddeev, JETP 12(1961)1014
- Glö83 W. Glöckle, The Quantum Mechanical Few-Body
Problem, Springer-Verlag, Berlin 1983
- Hol83 Y. Heller, J. Koch, A. Naini, Nucl. Instr. & Meth.
204(1983)485
- Hon68 R. Honecker, H. Grässler, Nucl. Phys. A107(1968)81
H. Grässler, R. Honecker, Nucl. Phys. A136(1969)446
- Hop71 J. C. Hopkins, G. Breit, Nucl. Data Tables
A9(1971)137
- Kan76 G. Kanisch, Diplomarbeit, Hamburg (1976)
- Kla83 H. O. Klages, private Mitteilung, Karlsruhe (1983)
- Kle79 H. Klein, H. Schölermann, IEEE Trans. Nucl. Sci.
Vol. NS-26(1979)373
- Klo73 W. M. Kloet, T. A. Tjon, Nucl. Phys. A210(1973)380
- Kru72 J. Krug, Dissertation, Bochum (1972)

- Lac80 M. Lacombe, B. Loiseau, J. M. Richard, R. Vinh Mau,
J. Côté, P. Pirès, R. de Tourreill,
Phys. Rev. C21(1980)861
- Lek85 P. Lekkas, Dissertation, Bochum (1985)
- Lis73 H. Liskien, A. Paulsen, Nucl. Data Tables,
Vol. 11(1973)586
- Lüb84 W. Lübcke, Diplomarbeit, Bochum (1984)
- Mac87 R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster,
Phys. Rep. 149C(1987)1
- Mar60 Fast Neutron Physics, Part I, ed. by J. B. Marion,
J. L. Fowler, Interscience Publishers Inc.,
New York 1960
- Mei83 W. Meier, Dissertation, Bochum (1983)
W. Meier, W. Glöckle, Phys. Rev. C28(1983)1807
W. Meier, W. Glöckle, Phys. Lett. 138B(1984)329
- Nai81 A. Naina, Diplomarbeit, Hamburg (1981)
- Obe87 S. Obermanns, private Mitteilung, Bochum (1987)
- Rüh86 H. Rühl, Diplomarbeit, Bochum (1986)
- Sch74 E. W. Schmidt, H. Ziegelmann, The Quantum
Mechanical Three-Body Problem, Pergamon Press,
Oxford 1974
- Sch80 H. Schölermann, H. Klein, Nucl. Instr. & Meth.
169(1980)25
- Sch82 K.-P. Schwarz, Dissertation, Karlsruhe (1982)
- Sch87 S. Schindler, Diplomarbeit, Erlangen (1987)

- Sie78 B. Siebert, private Mitteilung, Braunschweig (1978)
- Sla71 I. Slaus, J. W. Sunier, G. Thompson, J. C. Young,
J. W. Verba, D. J. Margaziotis, P. Doherty,
R. T. Cahill, Phys. Rev. Lett. 26(1971)789
- Sou79 J. Soukup, J. M. Cameron, H. W. Fielding,
A. H. Hussein, S. T. Lam, G. C. Neilson,
Nucl. Phys. A322(1979)109
- Spa87 G. Spangardt, private Mitteilung, Bochum (1987)
- Ste82 M. Stephan, Diplomarbeit, Bochum (1982)
- Ste87 M. Steinke, Diplomarbeit, Bochum (1987)
- Stu76 J. H. Stuivenberg, Dissertation, Amsterdam (1976)
- Stu78 J. H. Stuivenberg, R. van Wageningen,
Nucl. Phys. A304(1978)141
- Val70 V. Valković, M. Furić, D. Miljanić, P. Tomas,
Phys. Rev. C1(1970)1221
- Wit76 W. von Witsch, J. G. Willaschek,
Nucl. Instr. & Meth. 138(1976)13
- Wit79 W. von Witsch, B. G. Moreno, W. Rosenstock,
R. Franke, B. Steinheuer, Phys. Lett. 91B(1980)342
W. von Witsch, B. G. Moreno, W. Rosenstock,
Phys. Lett. 91B(1980)9
W. von Witsch, B. G. Moreno, W. Rosenstock,
K. Ettling, J. Bruinsma, Nucl. Phys. A329(1979)141
- Wit87 H. Witafa, private Mitteilung, Bochum (1987)
- Yuk35 H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan 17(1935)48

- Ze174 B. Zeitnitz, R. Maschuw, P. Suhr, W. Ebenhöh,
 J. Bruinsma, J. H. Stuivenberg,
 Nucl. Phys. A231(1974)13
 B. Zeitnitz, R. Maschuw, P. Suhr, W. Ebenhöh,
 Phys. Rev. Lett. 28(1972)1656
 B. Zeitnitz, R. Maschuw, P. Suhr,
 Nucl. Phys. A149(1970)449
 B. Zeitnitz, R. Maschuw, P. Suhr,
 Phys. Lett. 28B(1969)420

Herrn Prof. Dr. D. Kamke gilt mein Dank für seine fortdauernde Unterstützung, die diese Arbeit an seinem Lehrstuhl ermöglichte.

Zu besonderem Dank bin ich Herrn Dr. J. Krug verpflichtet, der mit stetem Interesse diese Arbeit betreute und mit hilfreichen Hinweisen zu ihrem Gelingen beitrug.

Allen Mitgliedern unserer Gruppe danke ich für ihren bereitwilligen, ausgiebigen Einsatz beim Aufbau und der Beaufsichtigung der Messung wie für die angenehme Arbeitsatmosphäre und Unterstützung bei der Auswertung. Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Phys. W. Lübcke, der in nimmermüdem Einsatz bei diversen überlangen Strahlzeitschichten die Elektronik abglich. Herrn Dr. K. Bodek sei gedankt für seine Mitarbeit an der Messung und für die Überlassung seines Simulationsprogramms NNGEN.

Herrn Prof. Dr. W. Glöckle danke ich für mehrere aufschlußreiche Gespräche, in denen er theoretische Aspekte zu diesem Experiment erläuterte. Bei Herrn Dr. H. Witata möchte ich mich bedanken, daß er speziell für dieses Experiment Rechnungen durchführte und mir die Ergebnisse zur Verfügung stellte.

Herrn Dr. G. Dietze, Herrn Dr. H. Klein und Herrn Dr. G. Börker sei gedankt für die Überlassung des Simulationsprogramms NEFF wie für Hilfe auch in anderer Hinsicht.

Besonderen Anteil am Zustandekommen dieser Arbeit haben verschiedene Werkstätten, in denen diverse Spezialteile so gebaut wurden, daß sie nachher zusammenpaßten. Besonders gedankt sei den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt, der Glasbläserei und der Schlosserei. Frau D. Runzer und D. Hiltcher ist die ausgezeichnete Qualität der Figuren in dieser Arbeit zu danken.

Lebenslauf

Name: Martin Stephan

Geboren: 28. Juni 1956 in Rheydt

Eltern: Kurt Stephan, Sparkassendirektor
Annemarie Stephan, geb. Scholz, Hausfrau

Schul-

bildung: 1962 - 1966 Grundschule, Gemeinde Rheinkamp
1966 - 1974 Gymnasium Adolfinum, Moers
1974 Abitur am Gymnasium Adolfinum,
Moers

1974 - 1975 Ableistung des Wehrdienstes

Studium: 1975 - 1982 Ruhr-Universität Bochum, Fach-
richtung Physik
1977 Diplomvorprüfung
1982 Diplomarbeit
bei Prof. Dr. D. Kamke am
Institut für Experimentalphysik I
der Ruhr-Universität Bochum
zum Thema "Ansprechvermögen eines
NE213-Szintillators für Neutronen
im Energiebereich von 13 bis 23 MeV"
1982 Diplomhauptprüfung in experimen-
teller Kernphysik mit Wahlpflicht-
fach Informationstechnik/Datenver-
arbeitung

seit 1979 Beschäftigung als studentische
Hilfskraft und wissenschaftlicher
Mitarbeiter bei Prof. Dr. D. Kamke
am Institut für Experimentalphysik I
der Ruhr-Universität Bochum

